N° d'ordre : 236

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jacques ROTURIER

Ingénieur E. R. B.

Maitre-Assistant à l'Institut Universitaire de Technologie de Talence

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'INTERACTION DES NEUTRONS RAPIDES AVEC LES NOYAUX 1p, 2s, 1d

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 8 Novembre 1968, devant la Commission d'examen.

Mr R. CHASTEL, Professeur	*Président*
Mr J. TEILLAC, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.	*Examinateurs*
Mme P. BENOIST-GUEUTAL, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.	
Mr F. VALENTIN, Professeur.	
Mr G.Y. PETIT, Professeur.	

1968

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549617_0003

N° d'ordre : 236

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jacques ROTURIER

Ingénieur E. R. B.

Maitre-Assistant à l'Institut Universitaire de Technologie de Talence

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'INTERACTION DES NEUTRONS RAPIDES AVEC LES NOYAUX 1p, 2s, 1d

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 8 Novembre 1968, devant la Commission d'examen.

M^{r}	*R. CHASTEL, Professeur*	*Président*
M^{r}	*J. TEILLAC, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.*	*Examinateurs*
M^{me}	*P. BENOIST-GUEUTAL, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.*	
M^{r}	*F. VALENTIN, Professeur.*	
M^{r}	*G.Y. PETIT, Professeur.*	

1968

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)

TÉL. BORDEAUX (56) 92.92.81

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

M. KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M. PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX	
M. DANGEARD	
M. CAU	
M. GENEVOIS	

Professeurs -

M. BRUS	Chimie
M. AVEL	Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. SCHOELLER	Géologie
M. DAVID	Physiologie végétale
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREAC'H	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique
M. PATY	Chimie

M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité
M. LAFARGUE	Physique - C.S.U. de PAU
M. ENNOUCHI	Géologie (détaché à la Faculté des Scienees du Maroc)
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électronique
M. DESCHAMPS	Chimie - C.S.U. de PAU
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. BLONDEL	Mathématiques
M. SOURISSEAU	Chimie
M. MAYER	Physique - C.S.U. de PAU
Mlle FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN	Géologie
M. LOCHET	Physique
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
Mlle LAFFITTE	Physique
M. DESTRIAU	Chimie
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. BOTHOREL	Chimie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. BONASTRE	Chimie - CS.U. de PAU
M. BARETS	Biologie animale
M. GROMB	Chimie - C.S.U. de PAU
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique

M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. N...	Biochimie
M. N...	Informatique
M. N...	Calcul infinitésimal

Maître de conférences honoraire -

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences -

M. RIBEREAU GAYON Pascal	Chimie oenologie
M DUPUY	Physique - C.S.U. de PAU
M. LACAZE	Physique - C.S.U. de PAU
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
M. RAULT	Chimie minérale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. GOMEL	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. BABIN	Physique - C.S.U. de PAU
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. METRAS	Chimie - C.S.U. de PAU
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. MATTENET	Mathématiques - C.S.U. de PAU
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DUMERY	Mécanique
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. BECKER	Mathématiques
M. N...	Physique - C.S.U. de PAU
M. N...	Physique théorique
M. N...	Physique théorique
M. N...	Mathématiques - C.S.U. de PAU

Conseiller Administratif -

M. LLORENS

A la mémoire de mon père
et au courage de ma mère

A ma femme
et à mes enfants

Avec toute mon affection

Depuis revenant sur mes pas, je me suis rendu compte qu'à son sujet, comme au sujet de n'importe quoi sur la terre, en croyant tout savoir nous ne savons presque rien et que le peu que nous apprenons nous montre d'abord tout ce qu'il nous reste à apprendre

"La vie des fourmis"

M. MAETERLINCK

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux-Talence. Monsieur le Professeur CHASTEL m'y a accueilli avec bienveillance. Toujours très attentif aux différentes étapes de mon travail, il a bien voulu accepter de présider le jury d'examen de ces thèses et je l'en remercie très sincèrement.

Monsieur le Professeur PETIT a dirigé mon travail de recherches. Il m'a proposé cette étude qui se place dans le cadre du groupe de Spectroscopie Nucléaire qu'il anime. Il m'a initié aux études sur la structure du noyau et, sur le plan expérimental, aux méthodes d'électronique nucléaire sans jamais compter son temps. Pour tout cela je voudrais lui témoigner ma profonde reconnaissance.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur J.TEILLAC en participant à cette commission d'examen, malgré les très lourdes obligations qu'il assume.

Madame P. BENOIST-GUEUTAL, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, m'a en plusieurs occasions, manifesté beaucoup d'intérêt. Ses conseils avisés m'ont beaucoup aidé dans la discussion des résultats que j'ai obtenus. Je suis heureux de lui témoigner ma très vive gratitude.

Monsieur le Professeur F. VALENTIN, Directeur de l'E.S.E.R.B, a bien voulu accepter de juger ce travail et je voudrais le prier de trouver ici, l'expression de mes vifs remerciements.

Messieurs BURET, PHAM KHAC HAM, BASSE CATHALINAT m'ont apporté leurs collaborations au début de ce travail. M. IRIGARAY m'a accordé depuis plusieurs années, outre son amitié, une aide active et sans réserve. Monsieur LESGOURGUES, Ingénieur, s'est chargé dans des conditions souvent fort difficiles, d'assurer le fonctionnement de l'accélérateur SAMES. Monsieur ETOURNEAU a bien voulu assurer la fabrication de certains des

éléments irradiés qui devaient être préparés sous atmosphère inerte. Je voudrais leur exprimer ainsi qu'à Messieurs DALMAS, LEROUX, FLEURY ma reconnaissance pour leurs conseils, leurs suggestions qu'ils m'ont donnés au cours de nombreux entretiens.

Madame MARTIN, Madame AUBERT, Madame MARTINEZ, Mademoiselle GARCIA, Messieurs AUDOUARD, BALLAUGE, GUIRAL, qui appartiennent au personnel technique et administratif du Laboratoire m'ont aidé efficacement dans la réalisation pratique de ce travail et je les en remercie bien vivement.

I N T R O D U C T I O N

Les études qui sont actuellement poursuivies dans les différents Laboratoires de Physique Nucléaire essaient de répondre à la même question fondamentale : quelle est l'origine de l'interaction nucléon - nucléon. Ce problème depuis longtemps posé, ne connaît jusqu'ici que des réponses fragmentaires. Si on connaît de façon phénoménologique la forme de cette interaction, on ignore encore d'où provient l'énergie qui en est responsable. L'interaction nucléon - nucléon peut être analysée soit au moyen des faisceaux de particules produits par les accélérateurs, soit par l'étude directe des propriétés des noyaux. On emploie dans ce dernier cas, les radioéléments naturels ou artificiels.

Toutefois, un nombre restreint de niveaux peut ainsi être atteint. L'existence des règles de conservation de l'énergie, des règles de sélection du moment angulaire et de la parité, interdit un certain nombre de transitions. Le champ d'investigations de la spectroscopie nucléaire peut être étendu au moyen des réactions nucléaires. En effet, bien que l'on soit toujours astreint à l'observation des règles de conservation et de selection, il est pratiquement toujours possible de trouver une particule et un noyau cible capable de produire un état excité dans un noyau déterminé : la mesure du seuil de la réaction va conduire à l'énergie d'excitation, l'étude des distributions angulaires donnera le moment angulaire, les très délicates déterminations de la polarisation fixeront la parité.

Un autre avantage, procuré par l'emploi des réactions nucléaires est lié au fait que certaines d'entre elles ne peuvent engendrer qu'un type bien déterminé d'excitations ; à cet égard on peut citer deux exemples classiques : les réactions (d,p) ou (d,n) sélectionnent les états de neutrons (ou de protons) et l'excitation coulombienne ne permet que la formation

d'états collectifs. En fait, le problème est rarement aussi simple et on est souvent amené à des études théoriques très complexes. De façon simplifiée, on sait en effet que deux modes d'interaction peuvent se produire, quand on envoie une particule sur un noyau : ou bien cette particule interagit avec tous les nucléons de la cible et forme un autre noyau dit , noyau composé, ou bien elle interagit seulement avec quelques nucléons et on dit qu'il y a interaction directe. Pratiquement, la formation du noyau composé qui est absolument certaine dans les réactions induites par des particules peu énergiques (par exemple, absorption de neutrons lents), a une probabilité qui décroît quand l'énergie de la particule augmente pour laisser place à l'interaction directe. Le domaine de séparation des deux mécanismes, n'est cependant pas déterminé avec précision ; il dépend du type de réaction, de la nature et de l'énergie de la particule incidente. Il nous a paru intéressant, d'étudier dans une région où l'interaction directe et la formation du noyau composé sont possibles, les mécanismes qui conduisent à l'interaction de neutrons rapides avec des noyaux. Nous avons donc choisi, comme particules incidentes, des neutrons ayant une énergie égale à 14 MeV, et produits par la réaction :

$$ {}^{2}_{1}H + {}^{3}_{1}H \longrightarrow n + {}^{4}He + 17{,}58\ MeV $$

au moyen de l'accélérateur électrostatique SAMES du Laboratoire. Nous nous sommes limités au domaine des noyaux légers ($A \leq 40$).

Dans le chapitre I nous présentons des résultats déjà acquis dans le domaine qui nous intéresse, c'est-à-dire, les réactions nucléaires de diffusion élastique et de capture radiative.

Dans le chapitre II, après avoir justifié la méthode employée qui est basée sur la mesure du temps de vol défini par rapport à la particule associée, nous exposons le principe de l'appareillage utilisé, ainsi que ses performances. Un temps de résolution pratiquement égal à la limite

théorique, a été obtenu dans le cas de la détections des neutrons ($\Delta t \sim 1$ nanoseconde) ; pour les photons, le temps de résolution était plus élevé par suite de l'emploi d'un scintillateur I Na (Tℓ) : $\Delta t \sim 2$ nanosecondes pour un scintillateur 4,37 cm x 5 cm et $\Delta t \simeq 2,5$ nanosecondes pour un scintillateur 12,5 cm x 12,5 cm.

Au chapitre III, nous discutons d'abord les modèles théoriques proposés pour l'étude de la diffusion élastique : dans une première analyse, nous supposons une diffraction similaire à la diffraction de FRAUNHOFFER. Puis nous avons étudié le modèle optique ; le potentiel choisi est celui qui a été proposé par F.G.J. PEREY et B.BUCK, c'est un potentiel non-local.

Au chapitre IV, c'est la diffusion inélastique que nous décrivons. Cette quantité peut être évaluée par deux méthodes, soit par la détection des neutrons diffusés, soit par la détection des photons de désexcitation. Nous avons employé la première méthode pour le béryllium 9 et le carbone 12, la seconde a été utilisée avec les noyaux légers stables dans leur état isotopique naturel (Be, B, C, N, O, Na, Mg, Aℓ, Si, P, S, Cℓ, K, et Ca). Nous avons d'abord décrit deux méthodes théoriques de calcul des sections efficaces de diffusion inélastique : la méthode D.W.B.A. et la méthode des équations couplées. Ensuite nous décrivons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

Enfin, au chapitre V, nous étudions un autre type de réaction : la capture radiative des neutrons. Un intérêt supplémentaire dans l'analyse de cette réaction, provient de l'introduction d'une capture semi-directe en deux étapes : capture du neutron dans un état lié, et excitation de la résonance géante. Nous décrivons d'abord schématiquement, la résonance géante;

puis nous exposons les méthodes théoriques d'évaluation de la section efficace de la réaction (n,γ) procédant par formation d'un noyau compos par capture directe et par capture semi-directe. Nous appliquons ces calculs au cas du silicium 28. Enfin nous évaluons la section efficace formation de photons de 15 à 25 MeV pour les autres noyaux étudiés : Be, C, Na, K.

C H A P I T R E I

RAPPELS DE RESULTATS ANTERIEURS

A - MECANISMES DE REACTION

1°) Conception initiale : noyau composé et interaction directe.

Peu de temps après la découverte du neutron, des physiciens de l'Université de Rome, sous la direction de E.FERMI, ont mesuré les sections efficaces σ d'interaction des neutrons lents avec un certain nombre d'éléments. Ils ont constaté que pour plusieurs d'entre eux, le bore, en particulier, σ est de beaucoup supérieure à la section efficace géométrique πR^2. En étudiant plus systématiquement la variation de σ avec l'énergie des neutrons, on a constaté l'existence de résonances très étroites dont la largeur est de l'ordre de quelques électrons-volts. L'application de la relation d'incertitude de HEISENBERG,

$$\Delta E . \Delta t \geqslant \hbar$$

indique que pour de telles valeurs de ΔE, Δt est de l'ordre de 10^{-15}s. Cette durée de vie est beaucoup plus grande que la période d'un niveau de particules dans un puits de potentiel représentant l'interaction nucléon-noyau.

L'explication de ces résonances étroites a été donnée par N.BOHR. Il a supposé que le neutron absorbé par le noyau perd son énergie par interactions successives avec les nucléons du noyau. On forme ainsi un noyau composé dont la durée de vie est déterminée par le temps que va mettre un autre nucléon pour accumuler suffisamment d'énergie pour sortir du noyau.

A partir de ces hypothèses, on peut prévoir que :

- L'accumulation d'énergie E sur un nucléon (ou un ensemble de nucléons) est un phénomène purement statistique . Le spectre

en énergie N (E) dE des particules émises par un noyau composé peut approximativement être représenté par une distribution maxwellienne :

$$N(E)\,dE \sim E \exp(-E/kT)\,dE$$

T caractérise la "température" du noyau

- La variation de la section efficace σ avec l'énergie des particules incidentes doit être selon la théorie du continum élaborée par FESCHBACH, PEASLEE et WEISSKOPF, une fonction monotone décroissante de E.

- Le nucléon (ou l'ensemble de nucléons) qui sort du noyau n'a rien à voir avec le nucléon qui y est entré. La distribution angulaire des particules sortantes doit être symétrique par rapport à 90° dans le système du centre de masse.

Naturellement, avec les modifications appropriées, ces propriétés doivent être vraies quelle que soit la nature de la particule incidente neutron, proton, particule α, deuton ...

Expérimentalement, qu'a-t-on observé ?

Tout d'abord on a constaté que le spectre des particules sortantes s'étend très loin du côté des énergies élevées. Ce résultat est en désaccord avec l'hypothèse d'une distribution statistique de l'énergie ; pour des valeurs raisonnables de T (1 à 2 MeV), on ne devrait avoir qu'un nombre infime de particules émises avec une énergie proche de l'énergie maximum $E_n + Q$ (Q étant la chaleur de réaction), alors qu'on observe des pics parfois intenses pour $E \lesssim E_n + Q$. ceci montre que certains niveaux d'énergie du noyau résiduel sont favorisés.

On a aussi observé, que les mesures de section efficace totales faites à des énergies variables, montrent dans certains cas des résonances larges (de l'ordre de plusieurs centaines de keV) (MI 52) ce qui n'est pas prévu par la théorie du continuum.

Une autre source de désaccord provient des mesures de distributions angulaires des nucléons produits par les réactions (d,p), (d,n) très fortement accentuées vers l'avant.

Il semble qu'on ne puisse faire appel au seul mécanisme du noyau composé. Un nouveau mode d'investigations a été proposé par BUTLER qui a interprété les réactions (d,p),(d,n) comme résultant d'une interaction directe entre la particule incidente et un nucléon de la cible. Quant à la diffusion élastique, c'est en la traitant comme une diffusion potentielle que H.FESCHBACH et al. (FE 54) ont pu rendre compte des résonances larges observées dans les sections efficaces totales.

2°) Modèle de WEISSKOPF : les trois étapes d'une réaction nucléaire.

La description que nous venons de donner est trop simplifiée pour rendre compte de la réalité physique. On ne peut pas négliger l'interaction entre la particule incidente et le noyau avant et après la réaction nucléaire proprement dite. WEISSKOPF (WE 58) a remanié la conception des réactions nucléaires. Il a proposé d'y considérer trois étapes comme nous le représentons sur la figure I-1.

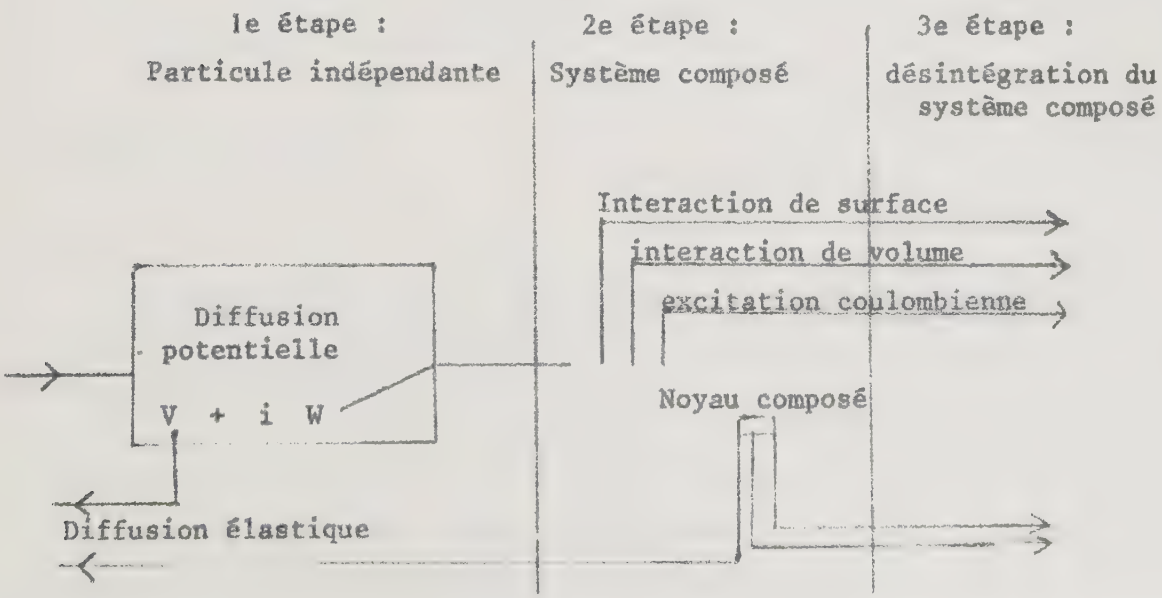


Figure I - 1

Il y a d'abord l'étape dite de particule indépendante. La particule incidente est soumise au potentiel moyen du noyau : elle subit une diffusion élastique sous l'action de la partie réelle du potentiel. Elle peut aussi subir une absorption représentée par la partie imaginaire du potentiel. De toutes façons, la fonction d'onde de la particule incidente ne peut être considérée comme étant celle d'une onde plane ; elle doit être évaluée au moyen du potentiel optique $V + iW$.

L'absorption donne lieu à la seconde étape qui est celle du "système composé". Différents types d'absorption sont possibles : interaction en surface, en volume, excitation coulombienne et... et naturellement aussi la formation d'un noyau composé. La troisième étape provient de la désintégration du système composé. Dans ce cas aussi, la fonction d'onde des particules sortantes, qui sont encore soumises au potentiel moyen du noyau, doit être évaluée au moyen du modèle optique.

3°) Intérêt des neutrons pour cette étude.

Pendant très longtemps on n'a pas pu faire des mesures de sections efficaces totales pour des particules chargées. En effet, ces mesures sont faites habituellement par une méthode d'absorption ; si on appelle I_o et I les flux de particules avant et après absorption, ρ le nombre d'atomes de l'élément absorbant par cm^3, x son épaisseur, σ la section efficace totale, on écrit si $I \sim I_o$:

$$\frac{I_o - I}{I_o} = - N \sigma x$$

Dans le cas des particules chargées il faut pour faire la mesure à une énergie donnée, que x soit très petit. Ceci entraîne que la quantité $\frac{I_o - I}{I_o}$ est de l'ordre de 10^{-3}. Par contre, avec des faisceaux de neutrons, on atteint sans difficulté $\frac{I_o - I}{I_o} \simeq 1. 10^{-1}$ ce qui rend relativement faciles les mesures de section efficace totale. Quant aux distributions angulaires de neutrons ayant subi la diffusion élastique bien que plus

longues que dans le cas de l'utilisation de faisceaux de particules chargées, elles sont réalisables avec une précision satisfaisante.

Une situation analogue s'est présentée en ce qui concerne la capture radiative. Lorsque LANE et LYNN (LA 59) ont procédé à la première comparaison des sections efficaces correspondantes pour des nucléons rapides ils disposaient des résultats expérimentaux ci-dessous :

a) neutrons de 4 MeV : 14 éléments
b) neutrons de 14 MeV : 30 éléments
c) protons de 6 à 25 MeV : 1 élément (^{209}Bi)

LANE et LYNN ont montré que ni l'hypothèse du noyau composé, ni celle de l'interaction directe ne rendaient compte de ces résultats expérimentaux. Un nouveau mode d'interaction dit semi-direct a du être proposé par BROWN (BR 64a).

Il apparaît par conséquent que les études d'interaction des neutrons avec les noyaux ont joué un rôle assez important dans l'élaboration des théories que ce soit dans celle du noyau composé, dans celle du modèle optique utilisé pour décrire la diffusion élastique ou enfin dans celle de la capture radiative semi-directe.

B - DIFFUSION ELASTIQUE

Nous nous proposons de rappeler maintenant quels sont les résultats qui ont été obtenus par d'autres auteurs dans la diffusion élastique et inélastique pour En $\simeq$ 14 MeV. Certains des résultats plus anciens ont été rassemblés par GOLBERG et al (GO 62). Pour clarifier la présentation nous indiquons sous forme de tableau le nom du laboratoire,les

noyaux étudiés, la référence de la publication, le domaine angulaire, la technique utilisée. Si nous précisons ce dernier point c'est pour attirer l'attention sur les limitations des méthodes expérimentales ; par exemple la méthode du faisceau pulsé utilisée avec un diffuseur annulaire présente l'inconvénient de faire varier l'énergie des neutrons incidents selon l'angle de diffusion. Dans une dernière colonne du tableau nous indiquons l'énergie lorsqu'elle est explicitement définie. Si la comparaison a été faite avec un calcul théorique basé sur l'emploi du modèle optique, nous l'indiquons par l'abréviation M.O. Lorque celle-ci est suivie d'une référence, cela signifie que la comparaison a été faite avec les résultats théoriques donnés par un autre auteur. Enfin, si la section efficace de diffusion inélastique a été aussi évaluée, nous l'indiquons par l'abréviation INEL. (Les abréviations F.P. et P.A. correspondent aux techniques du faisceau pulsé et de la particule associée que nous décrivons au chapitre II)

L'examen de ce tableau montre qu'un très grand nombre de noyaux a été étudié. Nous devons cependant souligner deux points importants :

a) sauf en ce qui concerne les résultats obtenus à OAKRIDGE (ST 65 b) où la résolution en énergie est $\Delta E = 400$ keV, la plus grande partie des mesures de section efficace de diffusion élastique englobe une contribution due à la contamination par la diffusion inélastique. Ceci n'est toutefois pas vrai pour les noyaux légers qui, à l'exception de l'aluminium et du lithium 7, ont un premier état excité à une énergie assez élevée.

b) la méthode du faisceau pulsé abondamment employée, ne permet pas de faire des mesures pour de grands angles de diffusion. Nous montrerons, au chapitre III, dans le cas du beryllium, que c'est surtout le domaine des angles arrières qui est important pour la détermination du potentiel optique.

T A B L E A U I - 1

LABORATOIRE	NOYAU	REFERENCE	DOM. ANG.	TECHNIQUE F.P.	TECHNIQUE P.A.	TECHNIQUE DIVERS	OBSERVATIONS
AACHEN	B	(TE 62)	20°-160°		x		14,1 MeV
	C	"	"		x		M.O. (BJ 57)
	S	"	"		x		
AMSTERDAM	Zn	(NA 57)	15°-90°			Détecteur à seuil	
	Se	"	"				
	Sb	"	"				
	W	"	"				
	Hg	"	"				
	Pb	"	"				
	C	RE 61	10°-40°		x		M.O. INEL
	Bi	"	4°-32°				
ATHENS (OHIO)	B	(FR 66 b)	20°-150°		x		14,00 ± 0,03 MeV
	C	"	"		x		M.O.
	K	"	"		x		
	Ca	"	"		x		
AUSTIN	Pb	RH 55	10°-150°			Détecteur à seuil	
CHARLOTTESVILLE	Mg	(BE 58)	20°-150°	x			14,7 MeV
	Al	"	"	x			M.O. (BJ 57)
	Ni	"	"	x			
	Cu	"	"	x			
	Pb	"	20°-110°	x			
	Bi	"	"	x			
CHALKRIVER	Mg	CR 60	10°-125°		x		14,6 MeV
	Ca	"	"		x		"
	Cd	"	"		x		"
	Ta	"	"		x		"
	Bi	"	"		x		"

CHALKRIVER (suite)	Ni	CL 67	20°-150°	x	14,1 MeV	M.O.	INEL
	Zr	"	"	x	"	"	"
	C	CL 64	30°-160°	x	"	"	"
	Mg	"	30°-160°	x	"	"	"
	Si	"	"	x	"	"	"
	S	"	"	x	"	"	"
GLASCOW	Si	MA 65a	20°-140°		14,1 MeV	M.O.(BJ 57)	IN
	S	"	"		"	"	
GRENOBLE	Li	(ME 65)	20°-150°	x	INEL		14,C
	Be	(DA 66)	25°-150°	x	INEL	M.O.(HO 1964)	14,C
	C	(PE 63)	10°-155°	x	INEL		14,6
	C	(SZ 63)	10°-160°	x	INEL		14,C
KIEV	C	(ST 62)	20°-140°	Détecteur à seuil			
	N	"	"				
	Ag	"	"				
	Mo	"	15°-160°				
	Cd	"	"				
	Te	"	"				
KONAN (JAPAN)	Al	(YU 58)	70°-170°	x	M.O. (BJ 57)		
	Fe	"	"	x			
	Pb	"	"	x			
	Bi	"	"	x			
LAUSANNE	C	(JO 67)	10°-150°	x	M.O.(LU 63),(BL 65)		I
		(GR 67)	"	x	M.O. 14,1 MeV	INEL	
	^{10}B	(Al 68)	10°-161°8 lab.	x	INEL		
	^{11}B	(Al 68)	10°-161°8 lab.	x	INEL		

LIVERMORE	Be	(NA 58)	20°-140°	x		M.O. (BJ 57)
	C	"	"	x		M.O. (BJ 57)
	^{6}Li	(WO 62)	20°-160°	x		INEL
	^{7}Li	"	"	x		INEL
	Fe	AN 58b	90°-167°	x		M.O. (BJ 57)
	Ag	"	"	x		"
	Cd	"	"	x		"
	Sn	"	"	x		"
	Pb	"	"	x		"
	N	BA 63a	17°-140°	x		M.O.(BJ 57) INEL
	O	"	"	x		" INEL
	Ni	BA 63b	16°-163°	x		"
LOS ALAMOS	^{6}Li	AR 64	15°-160°		Emulsion nucléaire	$14,1 \pm 0,1$ MeV INEL
	^{7}Li	"	"			" INEL
	C	CO 58	5°-150°		Détecteur à seuil	
	Al	"	"			
	Fe	"	"			
	Cu	"	"			
	Sn	"	"			
	Pb	"	"			
	U	"	"			
MONTREAL	Al	SA 59	10°-138°		Détecteur à seuil	
	S	"	"			
	Ti	"	"			
	Co	"	"			

OAK RIDGE	Mg	ST 65b	20°-130°	x				
	Al	"	"	x			M.O.	
	Si	"	"	x				
	P	"	"	x			INEL	
	S	"	"	x				
	Cr	"	"	x				
	Ni	"	"	x				
	Zn	"	"	x				
	Cd	"	"	x				
	Sb	"	"	x				
	Pb	"	"	x				
	Bi	"	"	x				
OTTAWA	Ca	MC 64	20°-160°	x		14,1 MeV	M.O.	INEL
	O	MC 66	"	x		"	"	
RICE-INSTITUTE	O	CO 53	30°-160°		chambre à diffusion	14,1 MeV	INEL	
	N	SM 54	"			"	"	
SACLAY	S	CO 65	20°-152°	x		14,6 MeV	M.O. (BJ 57)	
TORINO	P	BO 65b	30°-160°	x		14,2 MeV	INEL	
	F	BO 66	30°-140°	x		14,1 MeV	M.O.	INEL
WASHINGTON	S	EL 56	5°-55°		Détecteur à seuil			
	Fe	"	"					
	In	"	"					
	Ta	"	"					
	Bi	"	"					

Parmi les résultats obtenus jusqu'à présent, nous signalons ceux de LAUSANNE. La diffusion élastique et la diffusion inélastique correspondant à l'excitation des niveaux 2^+ (4,43 MeV) 3^- (9,63 MeV) et 1^- (10,84 MeV) ont été mesurées et analysées théoriquement par la méthode des équations couplées. Dans cette analyse théorique, où l'on suppose que le carbone 12 est un noyau très déformé, un excellent accord est obtenu avec les résultats expérimentaux. GRIN et al. (GR 67) soulignent toutefois que pour ce noyau il n'est pas exclu qu'interviennent des résonances. NAKADA et al. (NA 58) avaient déjà envisagé une hypothèse semblable qui se traduirait par une contribution du noyau composé dans la diffusion élastique. En ce qui concerne le nickel, BAUER et al.(BA 63b) suggèrent aussi l'existence d'un tel mécanisme ; toutefois dans ce cas il convient de remarquer que les mesures de section efficace totale d'interaction de protons et de particules α sont en désaccord avec les résultats expérimentaux. (BU 68). Il se peut donc que pour cet élément, ce ne soit pas un état de noyau composé qui joue un rôle important, mais plutôt la structure particulière du noyau. CLARKE et CROSS (CL 64) ont évalué la section efficace de diffusion élastique provenant de la formation du noyau composé. La valeur obtenue est très faible (0,2 mb/sr pour Mg et 0,1 mb/sr pour Si et S). Nous observons enfin que l'analyse de la diffusion élastique effectuée par FRASCA et al. (FR 66) pour le bore, le carbone, le potassium et le calcium montre que pour ces trois derniers noyaux, les sections efficaces totales et de réaction ne sont pas en accord avec les résultats expérimentaux. Selon FRASCA ceci peut provenir du fait qu'il n'a pas été tenu compte d'une absorption en volume.

Au cours de la discussion de nos résultats, nous exposerons plus en détail au chapitre III, les résultats qui ont été obtenus par les autres auteurs pour les noyaux auxquels nous nous sommes particulièrement intéressés : Be, Al, Si, K et Ca.

C - CAPTURE RADIATIVE

Les expériences de capture radiative de neutrons rapides sont peu nombreuses. Ceci s'explique par la faible valeur des sections efficaces correspondantes qui sont de l'ordre de quelques mb pour les noyaux légers et moyens. Deux méthodes de mesure ont été jusqu'ici utilisées :

a) méthode d'activation :

A notre connaissance trois groupes seulement ont procédé à des mesures. J.L. PERKIN et al. (PE 58) ont étudié 30 éléments, du sodium à l'uranium. J.CSIKAI et al. (CS 67) ont étudié 17 éléments, du sodium au bismuth ; trois des valeurs données sont en net désaccord avec celles qui sont indiquées par J.L. PERKIN et al. Quatre noyaux ont été étudiés par H.O. MENLOVE et al (ME 67), dans un domaine d'énergie qui s'étend de 1,0 MeV à 19,4 MeV. Nous portons sur le tableau I - 2 l'ensemble de ces résultats pour En $\sim$ 14 MeV.

Ces mesures ont été comparées aux valeurs théoriques déduites du modèle du noyau composé. Les calculs correspondants sont toutefois entachés d'une certaine erreur qui résulte des approximations faites. Il est donc utile de mesurer le spectre de rayonnements γ provenant de la capture radiative puisque dans le cas où l'interaction directe intervient, elle doit se traduire par un excés de photons d'énergie élevée.

b) détermination des spectres de rayonnements γ :

Un spectromètre de paires mis au point par F.CVELBAR et al. (CV 66) a été utilisé pour mesurer les spectres γ issus de la capture radiative des neutrons de 14 MeV par Al, S, V, Cr, Mn, Fe, (CV 68) et Si, Ca (CV 67). L'échantillon ayant la forme d'une sphère de 6 cm de diamètre entoure la cible de tritium. Les rayons γ issus de cette sphère

T A B L E A U I - 2

SECTIONS EFFICACES POUR LA CAPTURE RADIATIVE DE NEUTRONS DE 14 MeV (en mb)

NOYAU CIBLE	J.L. PERKIN	J. CSIKAI	H.O. MENLOVE	F. CVELBAR	H. DINTER
^{23}Na	0,33 ± 0,03	0,24 ± 0,06	0,249 ± 0,023°		
^{26}Mg	0,20 ± 0,05				
^{27}Al	0,53 ± 0,13	0,56 ± 0,10		0,41 ± 0;08	0,69 ± 0,05
^{30}Si	0,49 ± 0,05	0,48 ± 0,05			
^{31}P		0,34 ± 0,10			
^{32}S				0,50 ± 0,10	
^{41}K	3,5 ± 0,7				
^{45}Sc		2,3 ± 0,7			
^{48}Ca		0,26 ± 0,08			
^{50}Ti	3,5 ± 1,0	0,30 ± 0,10			
^{51}V		0,37 ± 0,06		0,73 ± 0,15	
^{52}Cr				0,92 ± 0,18	
^{55}Mn	0,76 ± 0,08	1,2 ± 0,02	0,889 ± 0,081°	0,78 ± 0,16	
^{56}Fe				0,87 ± 0,17	
^{63}Cu	2,56 ± 0,38				
^{65}Cu	6,3 ± 1,9				
^{71}Ga	1,9 ± 0,19				
^{81}Br	3,5 ± 0,76				
^{82}Se	0,65 ± 0,20				
^{89}Y	2,9 ± 0,29	1,4 ± 0,3			
^{90}Zr	≤ 4				

^{103}Rh		14 ± 3		
^{104}Ru	13,6 ± 2,72			
^{110}Pd	2,0 ± 0,4			
^{115}Zn			5,97 ± 0,81°	
^{123}Sb		15 ± 3		
^{127}I	2,5 ± 0,5			1,09 ± 0,08
^{138}Ba	1,3 ± 0,39			
^{139}La	1,48± 0,15	1,4 ± 0,3		
^{141}Pr	3,33± 0,33	3,0 ± 0,3		
^{142}Ce	≤ 7,5			
^{160}Gd	18,5 ± 5,55			
^{165}Ho	≥ 9,45	8,8 ± 0,6	6,87 ± 1,44°	
^{186}W	4 ± 0,8			
^{198}Pt	1,7 ± 0,34			
^{205}Jl	2,0 ± 0,4			
^{208}Pb	3,05 ± 0,46	1,0 ± 0,2		
^{209}Bi	1,45 ± 0,17	1,2 ± 0,2		
^{232}Th	5,2 ± 0,73			

° Ces valeurs correspondent à En = 14,96 ± 0,87 MeV

passant à travers une feuille de plomb, y sont transformés en paires d'électrons qui sont ensuite détectés dans un compteur télescope. Bien que les résultats obtenus soient extrêmement intéressants (cf tableau I - 2), cette méthode possède toutefois un inconvénient. En effet, l'élément étudié entoure complètement la cible de tritium où sont produits les neutrons. Il s'en suit une dispersion en énergie assez importante (ΔE = 1,35 MeV).
A. DINTER (DI 68) a mesuré le spectre γ provenant de la capture radiative avec un détecteur à scintillations pour deux éléments : ^{27}Al et ^{127}I.

L'analyse que ces différents auteurs ont faite à propos de leurs résultats confirme l'importance du mécanisme de capture semi-directe. Mais de nombreuses études sont encore nécessaires pour étudier la forme du spectre γ qui n'est pas toujours très bien reproduit par la théorie.

Avant de décrire les résultats auxquels nous sommes parvenus, nous allons d'abord, dans le chapitre suivant, décrire les montages expérimentaux que nous avons réalisés.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE

Nous nous sommes proposés de mesurer les sections efficaces d'interaction des neutrons avec les noyaux légers, soit en évaluant le nombre de neutrons diffusés, soit en détectant les photons de désexcitation. Nous avons pour cela utilisé une méthode de temps de vol. La détection des particules émises après la diffusion s'effectuant soit pour les neutrons, avec un scintillateur plastique (Ø 5 cm, L = 5 cm) accolé à un photomultiplicateur rapide 56 AVP pour les neutrons, soit pour les photons, avec un scintillateur I Na (Tl) (12,5 cm x 12,5 cm) accolé à un photomultiplicateur rapide XP 1040 pour la détection des photons. Dans ce chapitre nous décrivons l'appareillage utilisé dans les deux cas et nous donnerons ses caractéristiques : temps de résolution, efficacité.

A - DETECTION DES NEUTRONS

Dans la détection des partiucles neutres on est toujours obligé de passer par l'intermédiaire d'une interaction entre la particule et un élément qui constituera le détecteur. Dans le cas des neutrons on observera une réaction nucléaire par exemple $n + B \rightarrow \alpha + {}^{7}Li$ ou bien un choc élastique neutron-proton. On voit tout de suite deux inconvénients dans cette façon de procéder : l'efficacité de détection ne sera pas de 100 %, et d'autre part, elle varie avec l'énergie de la particule incidente au proton. La détection des neutrons rapides s'opère essentiellement grâce à leur interaction avec les noyaux d'hydrogène

essentiellement grâce à leur interaction avec les noyaux d'hydrogène d'une substance plastique rendue scintillante. Le scintillateur plastique que l'on utilise nous fournira un spectre d'amplitude variant de 0 à E_{Max}. Il faut donc pouvoir mesurer l'énergie des neutrons. On est amené pour cela à les séparer suivant leur vitesse en utilisant la méthode du temps de vol. On repère les variations de temps de vol des neutrons sur une distance donnée en mesurant le temps qui sépare l'émission du neutron de sa détection dans le scintillateur plastique. On utilise un circuit électronique qui transforme les écarts de temps en impulsions de tension, dont l'amplitude varie avec le retard. La résolution en énergie est : $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t}$ où Δt est le temps de résolution. Selon la façon dont on détermine l'instant de départ, on considère deux méthodes de temps de vol :

1 - la méthode dite du faisceau pulsé,

2 - la méthode dite de la particule associée.

Nous allons développer un peu le principe de chacune d'elles afin de voir quelle est celle qui se prête le mieux aux expériences que nous avons envisagées.

1°) Mesures de temps de vol par faisceau pulsé :

Nous représentons sur la figure II - 1a, le montage schématique utilisé par certains auteurs. Nous prendrons à titre d'exemple celui qui a été utilisé par J.D. ANDERSON, M.P. NAKADA et al. (AN 58a), (NA 58a). Un faisceau pulsé (de largeur 2.10^{-9}s) de deutons est envoyé sur une cible de tritium. Des neutrons d'énergie voisine de 14 MeV sont produits par la réaction $d + T \rightarrow n + \alpha + 17{,}58$ MeV. Un diffuseur annulaire, dont la section peut être carrée ou circulaire est placé à 1 m environ de la cible de tritium. Les neutrons diffusés sont détectés par un scintillateur

METHODES de TEMPS de VOL

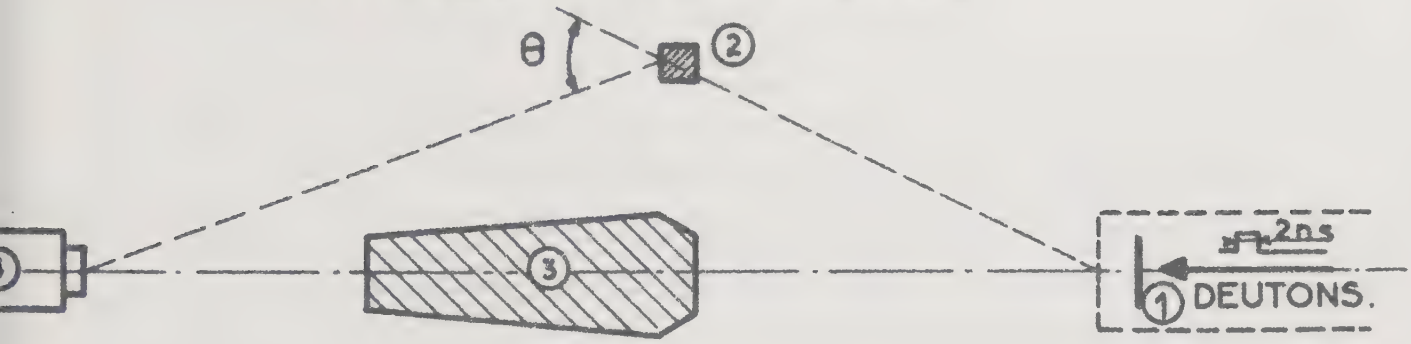


Fig: II.1a Faisceau pulsé.

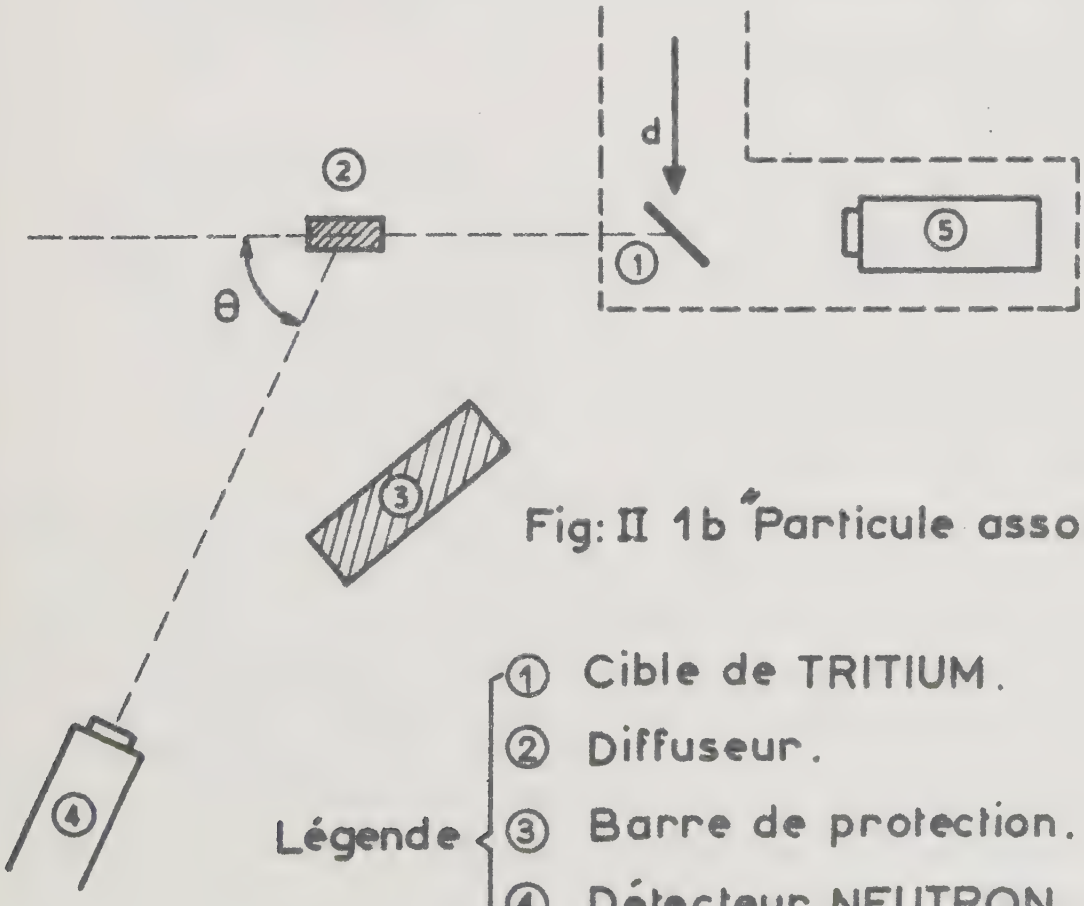


Fig: II 1b "Particule associée"

Légende
① Cible de TRITIUM.
② Diffuseur.
③ Barre de protection.
④ Détecteur NEUTRON.
⑤ Détecteur ALPHA.

plastique accolé à un photomultiplicateur. La distance séparant le diffuseur du détecteur de neutrons est fonction de la résolution en énergie ΔE que l'on veut obtenir, compte tenu de la résolution en temps Δt imposée par l'appareillage. Dans le cas étudié ici $\Delta t = 4.10^{-9}$ s. (nous discuterons au paragraphe 4, le problème de la résolution en temps ; nous noterons seulement que Δt est supérieur à la largeur de l'impulsion du faisceau de deutons conduisant à la formation des neutrons). Si on veut avoir une résolution en énergie de 1 MeV, il faudra avoir un temps de vol de 112 nsec, et puisque les neutrons de 14 MeV parcourent 1 m en 19.10^{-9} s une base de temps de vol de l'ordre de 6 m sera nécessaire. Par contre, dans le cas de la diffusion des neutrons par le carbone, où l'énergie du premier état excité est 4,43 MeV, une résolution en énergie de 4,4 MeV suffit, ce qui peut être obtenu par une base de temps de vol de 1 m 40.

Principal avantage de cette méthode : il est possible d'employer de grandes quantités de diffuseur, et par suite de réduire considérablement la durée des expériences. Le diffuseur employé dans l'une des expériences considérées ici était un anneau de graphite de rayon intérieur 14 cm et de section carrée 2,5 x 2,5 cm ; son poids voisin de 2400 g correspond à 200 moles de carbone.

Principal inconvénient : on fait varier l'angle de diffusion en déplaçant le diffuseur par rapport au détecteur et à la source de neutrons. Ce faisant, on change aussi l'angle d'incidence des neutrons sur le diffuseur, et par suite, l'énergie E_n des neutrons qui va être fonction de θ (par exemple pour $\theta = 20°$ E_n 14 MeV ; pour $\theta = 140°$ E_n = 13,6 Me Cette grande variation en énergie nous a paru l'obstacle majeur car l'é de d'un phénomène comme la formation d'un noyau composé, qui est évidemment très sensible à l'énergie, nécessite de travailler à énergie constante.

Un autre inconvénient moins important est lié au grand nombre d'atomes présents dans le diffuseur. La probabilité de double, ou triple diffusion, n'est pas négligeable. A l'heure actuelle, cependant, l'emploi d'ordinateurs permet de tenir compte de cet effet avec une bonne précision par des méthodes telles que la méthode de Monte Carlo (PA 64), (NG 64).

2°) Mesure de temps de vol à l'aide de la particule associée(fig II-1b

Dans ce cas, le début de la mesure du temps est commandé par l'instant de détection de la particule α émise en même temps que le neutron dans la réaction $d + T \rightarrow n + \alpha$. La particule α est détectée par un scintillateur plastique accolé à un P.M. rapide (56 AVP).
Le diffuseur doit être tel que de la cible de tritium on le voit sous le même angle solide que le détecteur α ; on aura donc un échantillon dont la section droite aura une surface de quelques cm^2. Sa longueur ne peut pas être trop augmentée, si on veut que l'ouverture angulaire du faisceau de neutrons diffusés demeure faible.Ces raisons nous ont conduits dans nos expériences à adopter un diffuseur cylindrique de 3 cm de diamètre et 5 cm de longueur. Nous avons vérifié que dans ce cas la diffusion multiple est peu importante. En effet, pour le béryllium, qui était dans notre cas l'élément possédant la plus grande quantité d'atomes, un calcul a été fait par S.C. MATHUR (MA 66) pour des conditions expérimentales identiques aux nôtres (même dimension pour le diffuseur et pour le détecteur de neutrons). Le taux de correction multiple pour un angle de diffusion de 30° a été trouvé égal à 5,2 %. On aboutit à une valeur analogue en utilisant les résultats de S. NGUYEN VAN (NG 64).

Nous avons dans la plupart des cas utilisé une base de temps de vol de 1 mètre. L'énergie des neutrons est de 14,07 MeV. La mise au point de l'expérience et les résultats préliminaires ont été obtenus avec la collaboration de M. BURET (BU 63) et H. PHAM KHAC (PH 63).

3°) Mesures du temps de vol :

Nous avons vu que la détection des neutrons et des particules α s'opère par l'intermédiaire de scintillateurs plastiques accolés à des photomultiplicateurs. Nous recueillons sur l'anode de chacun de ces photomultiplicateurs des impulsions dites "rapides" qui vont être mises en forme de façon à pouvoir attaquer un convertisseur temps-amplitude. En ce qui concerne les circuits de mise en forme, nous dirons seulement que nous en avons utilisé deux types différents. Le premier, basé sur l'emploi de tube pentodes à émission secondaire (RO 62), (RO 63) permettait d'obtenir une résolution en temps de l'ordre de $2{,}5.10^{-9}$s pour un taux de comptage assez faible ~ 5000 cps/ , soit un flux de neutrons de l'ordre de 5.10^{6} ns^{-1}. Nous avons cependant été amenés à rechercher une meilleure résolution car la base de temps de vol dont nous disposions ne pouvait pas dépasser 1,50 m. Une amélioration considérable a été apportée grâce à l'emploi de mise en forme utilisant des transistors en régime d'avalanche. Ces circuits ont été étudiés au laboratoire par J.L.IRIGARAY (IR 66), et leur fonctionnement est donné par ailleurs (IR 64), (IR 65). Nous dirons seulement qu'ils sont capables de fonctionner à des taux de comptage de l'ordre de 5.10^{4} s^{-1}, ce qui, avec la géométrie que nous utilisons, correspond à des flux de neutrons de l'ordre de 5.10^{7} ns^{-1} ; en fait, ce flux n'est jamais atteint par suite de la valeur trop considérable du bruit de fond qu'il entraîne, et nous nous sommes limités à des flux de l'ordre de $2.10^{7}ns^{-1}$. La forme des impulsions est très proche d'un rectangle ; observées par une méthode d'échantillonnage, elles présentent les caractéristiques ci-dessous :

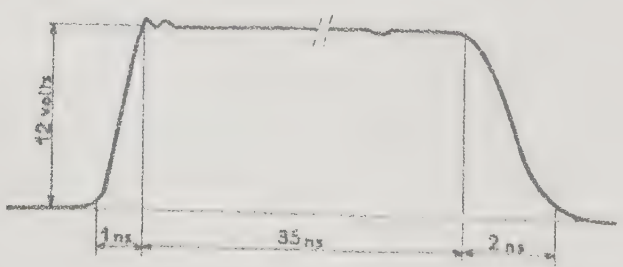


Figure II - 2

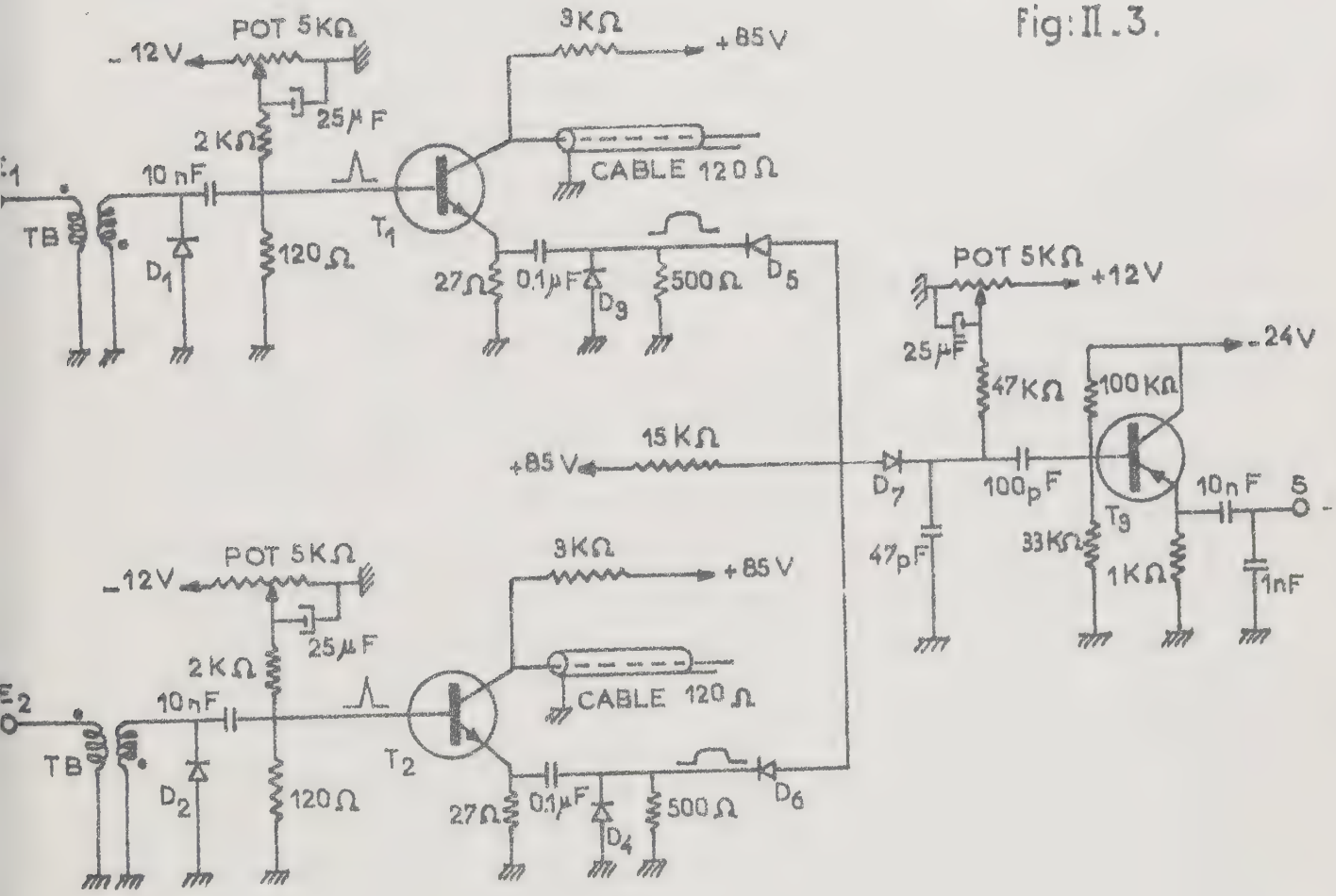

POT 5KΩ
-12V
25μF
2KΩ
10nF
TB
D1
120Ω
T1
3KΩ
+85V
CABLE 120Ω
27Ω
0.1μF
D3
500Ω
D5
POT 5KΩ
+12V
25μF
47KΩ
100KΩ
-24V
15KΩ
+85V
D7
100pF
T3
10nF
S
47pF
33KΩ
1KΩ
1nF
POT 5KΩ
-12V
25μF
2KΩ
10nF
TB
D2
120Ω
T2
3KΩ
+85V
CABLE 120Ω
27Ω
0.1μF
D4
500Ω
D6

Fig: II.3.

Nous soulignons ici que le souci d'obtenir une résolution optimum, nous a conduit à rechercher des circuits aussi simples que possible, comportant peu d'éléments actifs, afin de réduire les fluctuations de temps de transit, de déclenchement, etc... introduites par ces derniers. C'est pourquoi, en ce qui concerne le convertisseur temps-amplitude (C.T.A.) nous avons choisi d'utiliser celui que G.A. GRIN, C. JOSEPH et al ont proposé (GR 61). La figure II - 3 représente les deux circuits de mise en forme et le convertisseur temps-amplitude. Chacun des transistors T1 et T2 reçoit les impulsions négatives recueillies sur l'anode du P.M., inversées au moyen d'un transformateur et les met en forme grâce au phénomène d'avalanche. La conversion temps-amplitude est opérée par l'intermédiaire des diodes marquées D5,D6 et D7 sur la figure II - 3. Les diodes D5 et D6 sont bloquées par les impulsions mises en forme ; la diode D7 est polarisée de telle façon qu'elle n'est conductrice que si deux impulsions arrivent simultanément en E1 et E2. Le condensateur C (47 pF) se charge donc pendant un temps égal au temps de recouvrement de ces impulsions à travers la résistance R (R = 15 kΩ). Si la constante de temps RC est très supérieure à la largeur des impulsions, on peut admettre que l'amplitude de l'impulsion de charge est proportionnelle au temps de recouvrement. La résolution intrinsèque du circuit ainsi réalisée est égale à $1,5.\ 10^{-10}$s. L'ensemble de l'appareillage est monté suivant le schéma représenté figure II - 3. Le faisceau de deutons irradie une cible de tritium (cible $^{3}H/Ti$ - fabrication C.E.A.) placée à 45°. Les particules α sont détectées dans une direction faisant un angle de 87°30 avec la direction du faisceau de deutons. Le photomultiplicateur α est placé à 17 cm du point d'impact du faisceau de deutons sur la cible ; un diaphragme de 15 mm de diamètre détermine l'ouverture du faisceau de particules atteignant le détecteur. Sur le photomultiplicateur α on a prévu une sortie sur l'anode (A) pour attaquer le C.T.A., et une sortie sur la dynode D_{10}(D) afin de permettre une analyse en

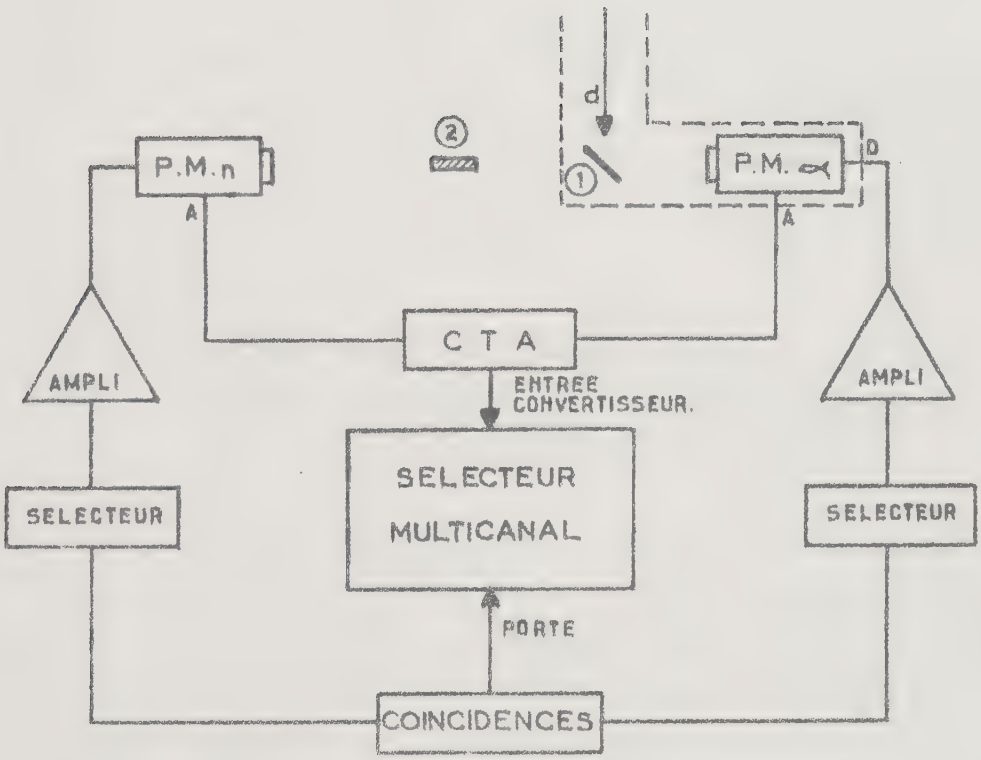

d
2
P.M.n
A
1
P.M. ∝
D
A
C T A
AMPLI
ENTREE
CONVERTISSEUR.
AMPLI
SELECTEUR
MULTICANAL
SELECTEUR
PORTE
COINCIDENCES

Fig: II.4.

énergie de ces particules α (pour éviter le comptage des protons provenant de la réaction parasite $D(d,n)^3He$ qui résulte de la contamination de la cible de tritium). Sur cette voie, les impulsions sont amplifiées (AMPLI) et analysées en amplitudes par un sélecteur monocanal (SELECT). Des circuits identiques sont associés au photomultiplicateur n qui détecte les neutrons réémis par le diffuseur placé dans le faisceau direct des neutrons associés aux particules α. Les impulsions provenant du C.T.A. sont analysées par le sélecteur multicanal (SA 40 INTERTECHNIQUE) qui n'est débloqué que lorsqu'il y a une coïncidence entre une particule α et un neutron.

4°) Temps de résolution :

Nous allons maintenant discuter un problème très important qui est celui de la valeur du temps de résolution afin de déterminer l'influence relative des différents paramètres. Nous distinguerons des paramètres géométriques, puis statistiques.

a) il convient tout d'abord de choisir judicieusement la direction d'émission des neutrons puisqu'il a été montré (SE 58) que la dispersion en énergie des neutrons varie considérablement avec l'angle θ entre les directions du faiceau de neutrons et du faisceau de deutons. Sur le tableau II-1, nous avons porté, en fonction de θ, l'énergie E_n des neutrons la plus probable correspondant à une énergie de deutons E_d=108 keV, l'énergie maximum E_m pour E_d=200 keV. Les valeurs obtenues sont extraites du rapport de J.D. SEAGRAVE (SE 58) ; nous considérons le cas des cibles minces et des cibles épaisses.

TABLEAU II - 1

	cibles minces		cibles épaisses	
θ	0	90°	0	90°
E_n MeV	14,8	14,08	14,62	14,06
E_m MeV	15,2	14,10	14,84	14,07

Le choix de $\theta \sim 90°$ permet d'avoir une faible dispersion en énergie du faisceau de neutrons et du faisceau de particules α. Ce dernier point est très important ; en effet, avant leur détection les α ont à parcourir une distance de 17 cm. Les fluctuations de temps de vol sont importantes (0,53 ns) pour $\theta \sim 0°$ et faibles (0,05 ns) pour $\theta \sim 90°$.

b) le deuxième effet géométrique important est déterminé par les dimensions du scintillateur et il est lié au temps de vol des neutrons, mais aussi au temps de parcours de la lumière à l'intérieur du scintillateur. A notre connaissance, aucun auteur n'a tenu compte de l'influence de la vitesse de la lumière que l'on doit pourtant faire intervenir ; elle est voisine de 2.10^8 m/s alors que la vitesse des neutrons est de l'ordre de 5.10^7 m/s.

Considérons par exemple la figure II - 5.

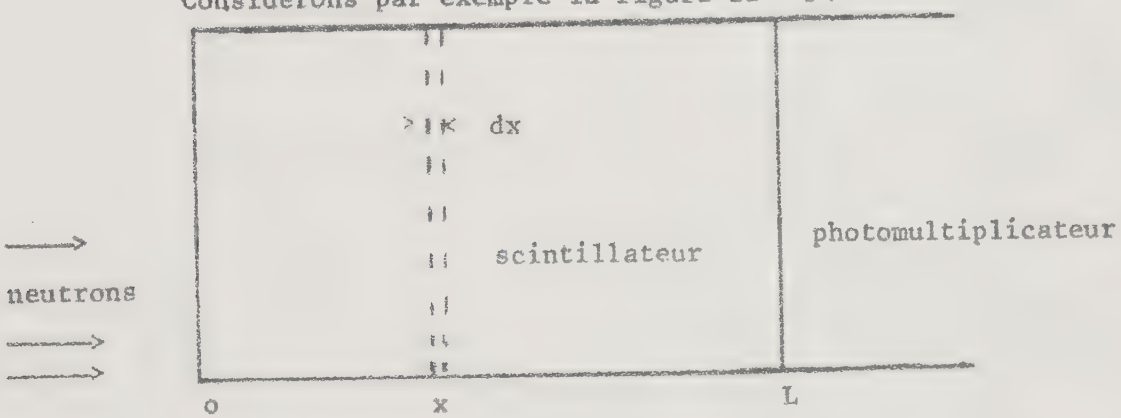
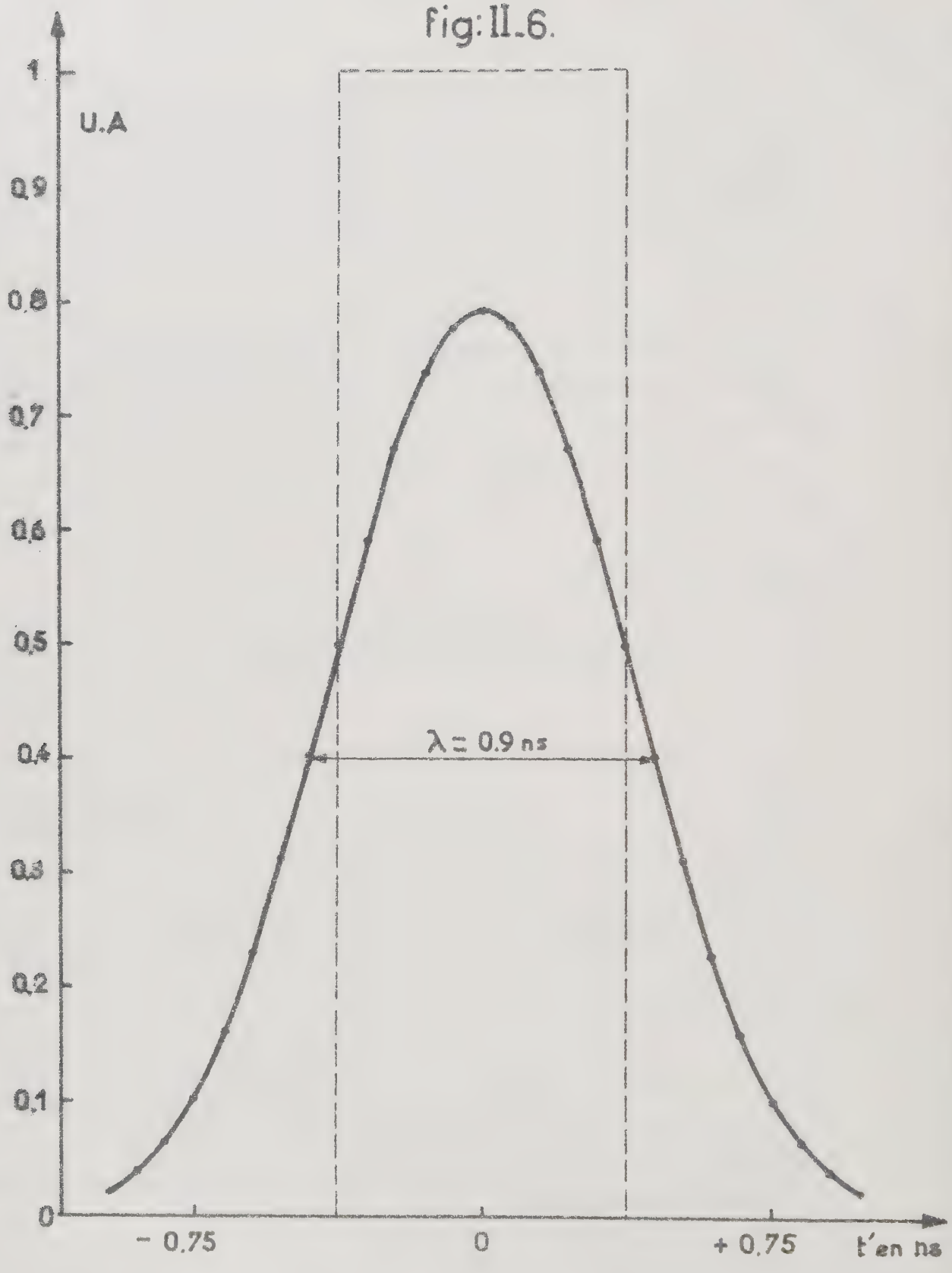


Fig. II - 5

Soient v_ℓ la vitesse de la lumière, v_n la vitesse des neutrons, x la distance parcourue par un neutron dans le scintillateur avant d'être détecté, L la longueur du scintillateur, t_x le temps qui s'écoule entre l'entrée du neutron dans le scintillateur et la détection de l'impulsion

fig: II.6.



lumineuse correspondante par la photocathode.

On montre très simplement que :

$$t_x = \frac{x}{v_n} + \frac{L-x}{v_\ell}$$

Pour le scintillateur que nous avons utilisé (L = 5 cm), on voit que t_x varie entre 0,25 et 1 ns, c'est-à-dire, que la variation est de 0,75 ns. Si on néglige l'absorption du faisceau de neutrons dans le scintillateur, on aura une même probabilité de détection quelle que soit la valeur de x. Le spectre en temps que l'on doit observer sera alors un rectangle de largeur 0,75 ns. C'est ce que nous avons représenté en pointillé sur la figure II-6. En fait, le spectre est déformé par suite des phénomènes statistiques liés au processus de transformation de l'énergie cinétique perdue par les particules dans le scintillateur en énergie lumineuse. Considérons par exemple, sur la figure II-5, une section du scintillateur d'épaisseur dx. Les impulsions lumineuses créées en x ne vont pas être détectées simultanément, mais seront distribuées dans le temps suivant une courbe de Gauss de déviation standard σ. Ce qu'on observera sur la photocathode, comme spectre réel du temps, ce ne sera plus un rectangle, mais la superposition d'une infinité de courbes de Gauss. Cette fonction de résolution globale peut d'ailleurs se calculer. En effet, soit F(t) la fonction associée au point x :

$$F(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(t-t_x)^2/\sigma^2\right]$$

La fonction globale sera la somme des valeurs possibles pour F(t) quand t varie de t_0 (x = 0) à t_1 (x = L).

$$F(t') = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{t_0}^{t_1} \exp\left[-\frac{1}{2}(t'-t_x)^2/\sigma^2\right] dt_x$$

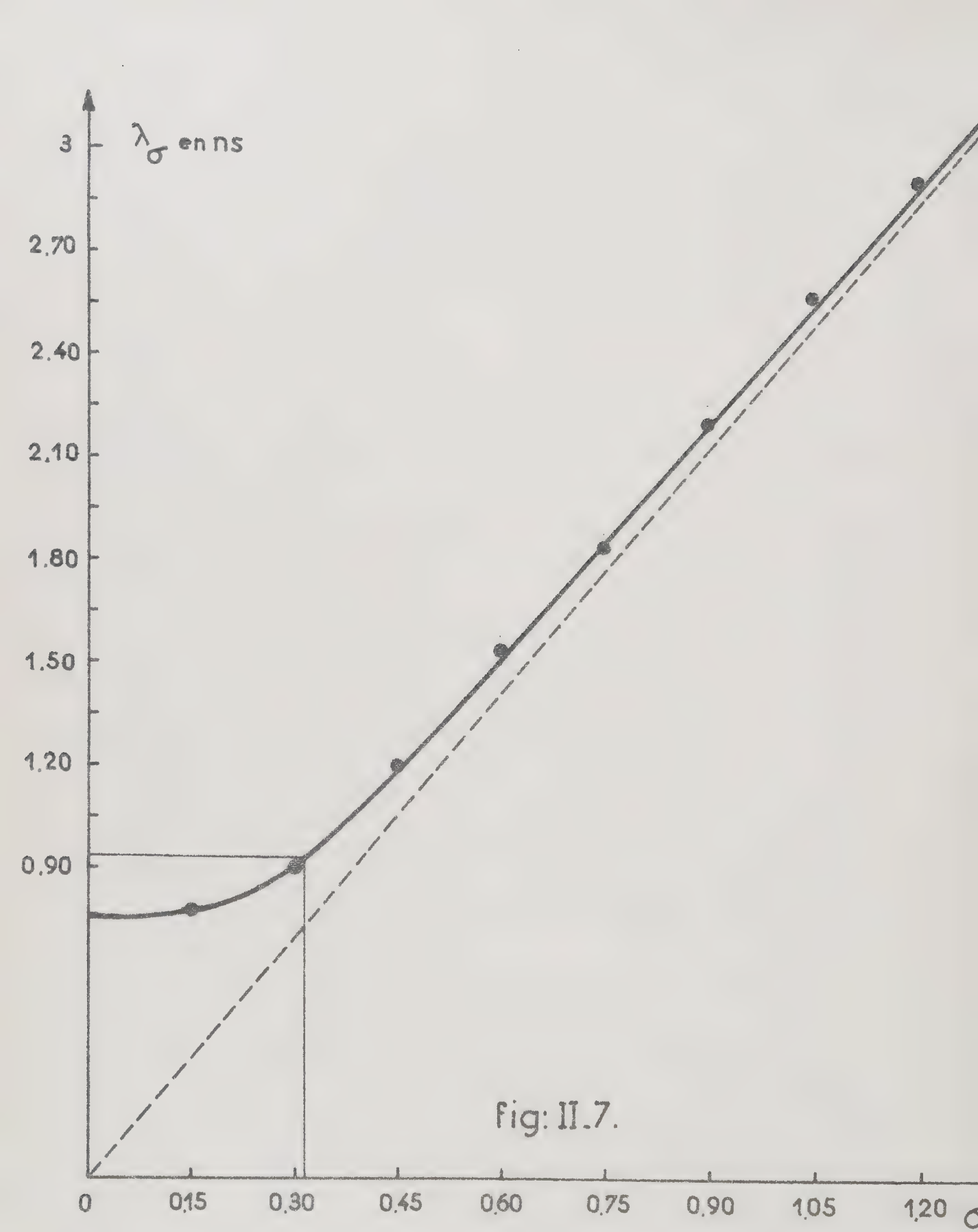

λ_σ en ns
3
2,70
2,40
2,10
1,80
1,50
1,20
0,90
0
0,15
0,30
0,45
0,60
0,75
0,90
1,05
1,20

Fig: II.7.

Nous avons dû d'abord déterminer σ. Nous savons que dans les circuits utilisés en électronique nucléaire "rapide", la résolution en temps obtenue (largeur à mi-hauteur) est de l'ordre de quelques dixièmes de nanosecondes : 0,6 ou 0,7 ns. Cette largeur est égale à 2,36 σ. Nous savons d'autre part que si l'épaisseur du scintillateur entraîne une largeur en temps petite devant σ, la largeur de la courbe de résolution globale que nous mesurerons sera essentiellement déterminée par σ. Nous avons donc mesuré la résolution en temps correspondant à la détection de neutrons dans un scintillateur d'épaisseur égale à 0,5 cm ce qui correspond à une différence : $t_1 - t_0$ égale à 0,075 ns. La largeur de la courbe de résolution est mesurée en plaçant le détecteur neutrons dans le faisceau direct déterminé par la position du détecteur α. Nous obtenons une largeur égale à (0,80 ± 0,05)ns, ce qui implique une déviation standard de l'ordre de 0,3 ns.

Nous avons alors calculé numériquement, avec un ordinateur I.B.M. 1620, les valeurs numériques des fonctions F(t') en faisant varier σ de 0,15 à 1,2 ns. Nous avons ensuite déterminé pour chacune de ces fonctions, sa largeur à mi-hauteur λ et nous avons tracé sur la figure II-7 la variation de λ en fonction de σ. Nous avons aussi porté sur cette figure la résolution en temps que nous avons mesurée expérimentalement avec le scintillateur de longueur L = 5 cm. Nous avons obtenu λ = (0,95 ± 0,05)ns, nous en avons déduit une valeur de σ = (0,32 ± 0,05)ns. Cette dernière valeur confirme celle que nous avons mesurée avec le scintillateur de 0,5 cm d'épaisseur. Nous avons d'ailleurs constaté que λ varie peu avec l'épaisseur du scintillateur puisque des mesures de temps de résolution effectués avec des scintillateurs d'épaisseur 2 cm et 1 cm pour lesquels $t_1 - t_0$ vaut respectivement 0,3 ns et 0,15 ns ont donné une largeur λ expérimentale égale à (0,80 ± 0,05)ns comme dans le cas du scintillateur de 0,5 cm.

En conclusion, nous observons que nous avons pu, avec les circuits utilisés, atteindre la résolution en temps calculée théoriquement. La seule façon d'obtenir une meilleure résolution en énergie consisterait à avoir une base de temps de vol plus grande.

5°) Efficacité :

Nous avons vu au début de ce chapitre que la détection des neutrons de 14 MeV s'opère principalement par choc neutrons-protons. Cependant, on ne peut pas toujours négliger totalement l'influence des noyaux de carbone qui sont présents dans le scintillateur plastique ; l'interaction neutron-carbone conduit :

- soit à la diffusion élastique ; il y a alors réémission d'un neutron qui, si le scintillateur est assez petit, n'interagit plus avec le scintillateur. Une telle interaction se produit dans plus de la moitié des cas (σ_E = 0,8 b et σ_T = 1,5 b).

- soit à la diffusion inélastique ; avec essentiellement, excitation du premier niveau du carbone 12 (E = 4,43 MeV). Un neutron est réémis avec une énergie voisine de 9,5 MeV ; comme pour la diffusion élastique la probabilité d'interaction du neutron ayant subi une diffusion inélastique est faible si le scintillateur est petit. Par contre, le rayon γ de 4,43 MeV pourra, lui, agir par effet Compton sur le carbone et donner lieu à un spectre d'impulsions mais cet effet est aussi très faible puisque $\sigma_{n,n'} \simeq$ 0,2 b. On peut d'autre part évaluer la probabilité d'interaction des photons de 4,43 MeV avec un scintillateur plastique connaissant les sections efficaces Compton. On obtient une probabilité de 14 % si on admet que la source des photons est placée au centre du scintillateur plastique, ce qui n'est pas en général le cas. Donc, pour 100 neutrons qui interagiraient avec le scintillateur, on ne détecterait ainsi que :

$$100 \times \frac{0,18}{1,5} \times 7.10^{-2} = 0,7 \text{ neutrons}$$

- soit à des réactions du type $^{12}C(n,n'3\alpha)$ (BO 60) (FR 55) $^{12}C(n,p)^{12}B$. Ces réactions n'ont pas une influence importante si on impose un seuil très suffisant faible pour la détection des neutrons, puisque les chaleurs de réaction sont respectivement de 7,4 MeV et 12,5 MeV. Par contre, les efficacités de détection sont proches de 100 % ainsi qu'une expérience vient de le montrer (GR 66). Nous n'avons pas tenu compte de cet effet car nous avons imposé, pour la détection des neutrons, un seuil de 3 MeV, qui évite la détection des neutrons produits par la réaction $d + d \rightarrow n + {}^3He$ et par conséquent les phénomènes que nous venons de décrire.

En résumé, dans la plupart des cas, on calcule l'efficacité d'après le nombre d'interactions neutron-proton, mais en tenant compte de la diminution du flux de neutrons provenant de l'interaction des neutrons avec les protons et les noyaux de carbone. La précision des calculs est déterminée essentiellement par la précision sur les sections efficaces σ_H et σ_C. Une expression donnée par C.D. SCHWARTZ et G.E. OWEN (SC 60) conduit à une évaluation simple de l'efficacité :

$$\varepsilon(E,L) = \frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_C \sigma_C} \left(1 - \exp(-a L) \right)$$

où n_H et n_C sont les nombres d'atomes d'hydrogène ou de carbone par cm^3 dans le diffuseur

σ_H et σ_C sont les sections efficaces d'interaction des neutrons avec l'hydrogène et le carbone

L est la longueur du scintillateur

$a = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C$

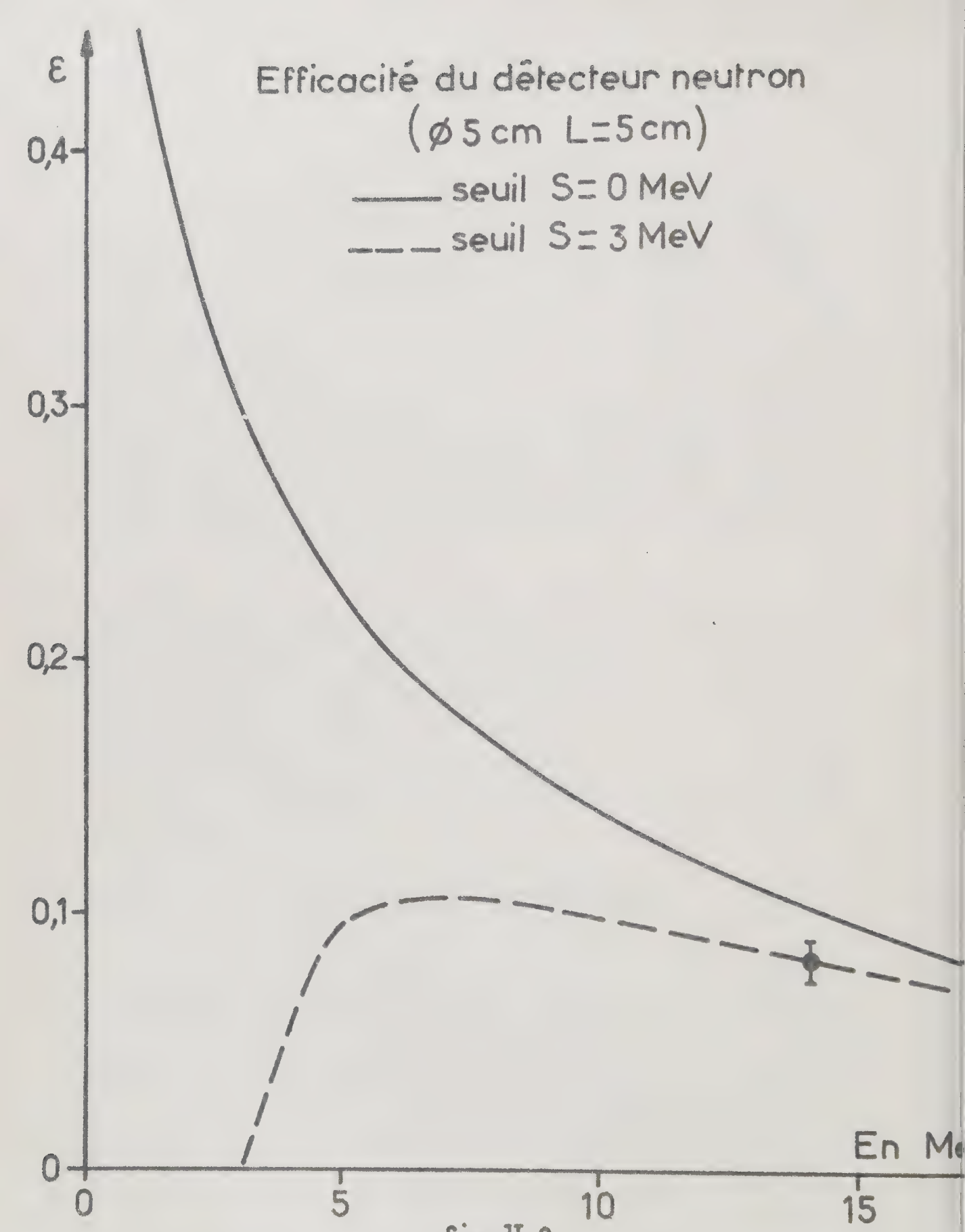

Efficacité du détecteur neutron
(ø 5 cm L=5 cm)
seuil S= 0 MeV
seuil S= 3 MeV
ε
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0
5
10
15
En M

fig: II_8.

Nous avons employé un scintillateur fourni par la RADIOTECHNIQUE (type S.P.F.). C'est un polystyrène $(C_6 H_5 - CH = CH_2)_n$ pour lequel $n_H = n_C = 4{,}91.10^{22}$ at/cm^3.

Nous avons évalué les sections efficaces σ_H et σ_C en fonction de l'énergie d'après HUGUES (HU 58) et RYBAKOV (RY 60). La précision sur les résultats a été estimée à 5 %.

En fait, cette valeur de l'efficacité correspond à une détection de tous les neutrons quelle que soit leur énergie ; on doit cependant toujours, par suite du bruit de fond, imposer un seuil. Ceci entraîne une efficacité ε' inférieure à ε. L'estimation réelle de ε' est quelque peu délicate. Le spectre d'impulsion idéal est rectangulaire, c'est-à-dire que l'on a la même probabilité de trouver un proton projeté avec une énergie comprise entre 0 et E_n ($E_p = E_n \cos^2 \theta$). Cependant, la diffusion neutron-proton n'est pas exactement isotrope ; on peut l'écrire (RY 60)

$$\sigma_\theta = \frac{1}{\pi} \sigma_H \cos \theta \quad \frac{1 + 2(E_n/90)^2 \cos^2 2\theta}{1 + 2/3(E_n/90)^2}$$

On sait de plus que la réponse du scintillateur n'est pas rigoureusement proportionnelle à l'énergie (IR 66). Malgré cela, on admet que :

$$\varepsilon' = \varepsilon\left(1 - \frac{S}{E_n}\right)$$

De très nombreuses études expérimentales faites ayant montré la validité de l'expression ci-dessus donnant la valeur de ε', nous avons déterminé l'efficacité de détection de notre appareillage par le calcul en utilisant les différentes relations que nous venons de citer. Le calcul est vérifié pour E_n = 14 MeV. Nous n'avons effectué dans ce calcul, aucune correction due à l'anisotropie de la diffusion n-p, les effets de bord ou la diffusion multiple à l'intérieur du scintillateur. En effet, ces phénomènes ont pour objet essentiel de modifier la forme du spectre sans altérer le comptage. Mais si l'on désirait obtenir

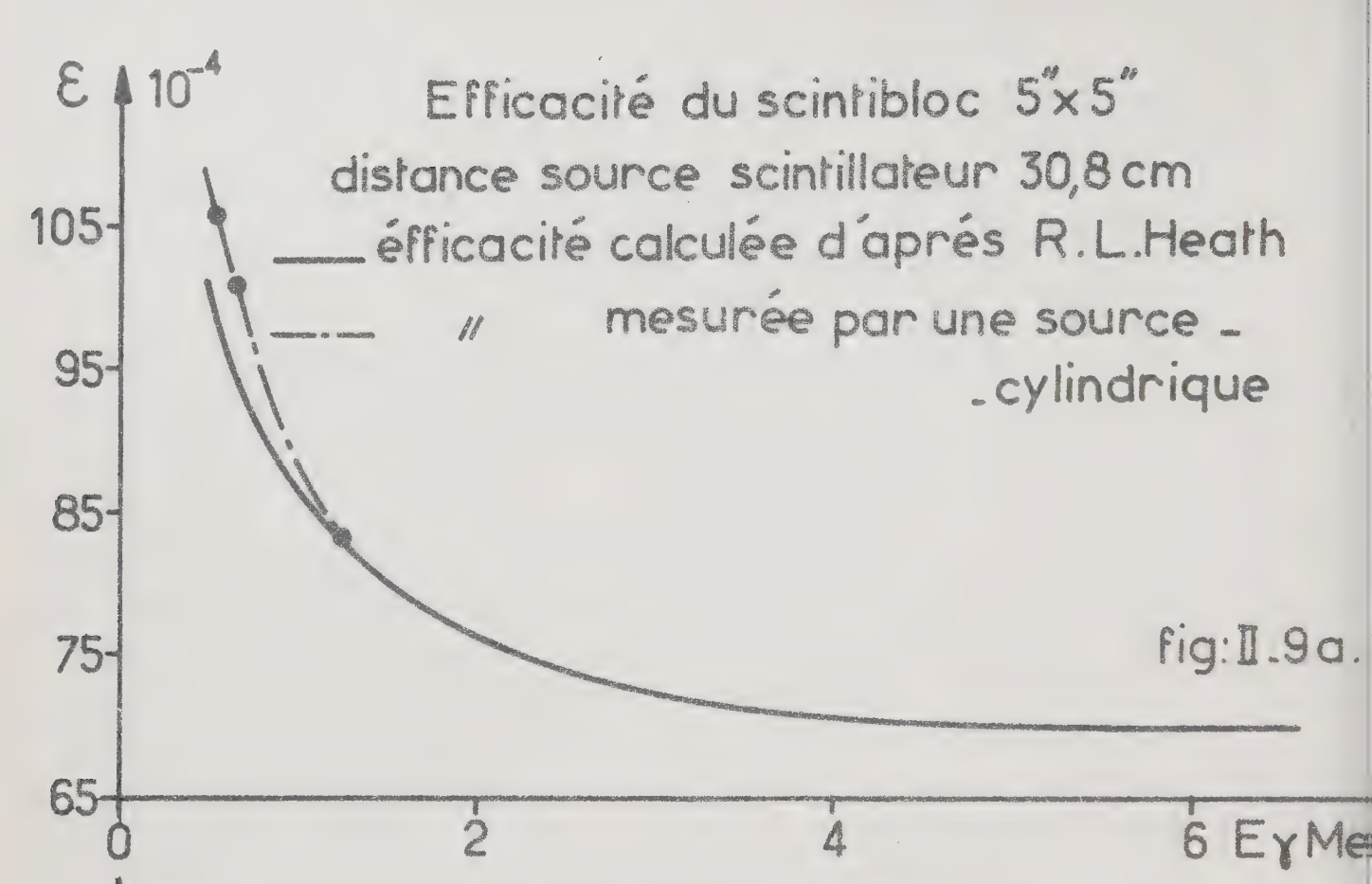


fig: II.9a.

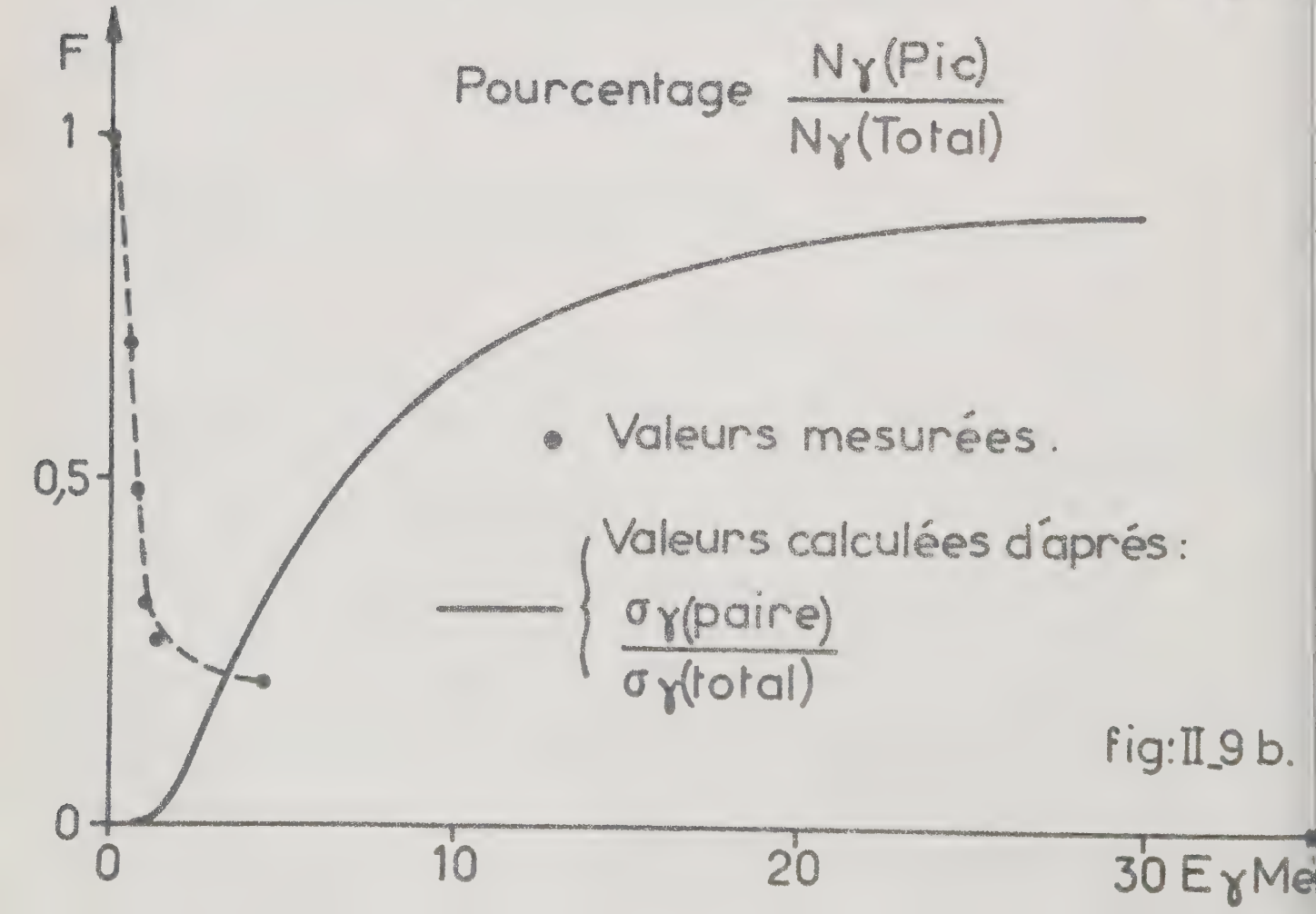


fig: II_9 b.

l'efficacité des neutrons pour une énergie faible de l'ordre de 0 à 4 MeV ces effets interviendraient certainement.

B - DETECTION DES PHOTONS

1°) Mesure de l'efficacité :

Nous avons employé un scintillateur I Na(Tℓ) 12,5 cm x 12,5 cm. Pour un tel scintillateur, R.L. HEATH (HE 64) a calculé l'efficacité quand on utilise une source ponctuelle placée sur son axe. Utilisant des sources étalonnées ponctuelles type G 51 (LMR/CEN Saclay), nous avons vérifié pour trois d'entre elles : ^{22}Na (E_γ = 0,511 MeV et E_γ = 0,1278 MeV) ^{137}Cs (E_γ = 0,661 MeV), ^{54}Mn (E_γ = 0,835 MeV) que ces calculs étaient applicables. La source était dans chaque cas placée contre la face avant du détecteur ; cependant, par suite de la présence d'un anneau de fixation de cette source, et à cause des éléments introduits dans le boitier du scintillateur, la distance entre la source et la face avant du scintillateur était égale à 1,0 cm. Les efficacités que nous avons mesurées ont été corrigées pour tenir compte de l'absorption des photons dans les différents éléments introduits par le boitier. Nous donnons sur le tableau II-2, les résultats des calculs d'efficacité que nous avons effectués ; nous les comparons aux valeurs calculées par R.L. HEATH. Nous donnons aussi, dans ce tableau, la valeur de la photofraction définie comme le rapport enre le taux de comptage dans le pic par rapport au taux de comptage total, et la résolution. La valeur relativement élevée obtenue, s'explique par le fait que nous avons dû, pour avoir une bonne résolution en temps, faire remplacer le P.M. RCA 8055 initialement prévu par un P.M. XP 1040 avec lequel la résolution en énergie est moins bonne.

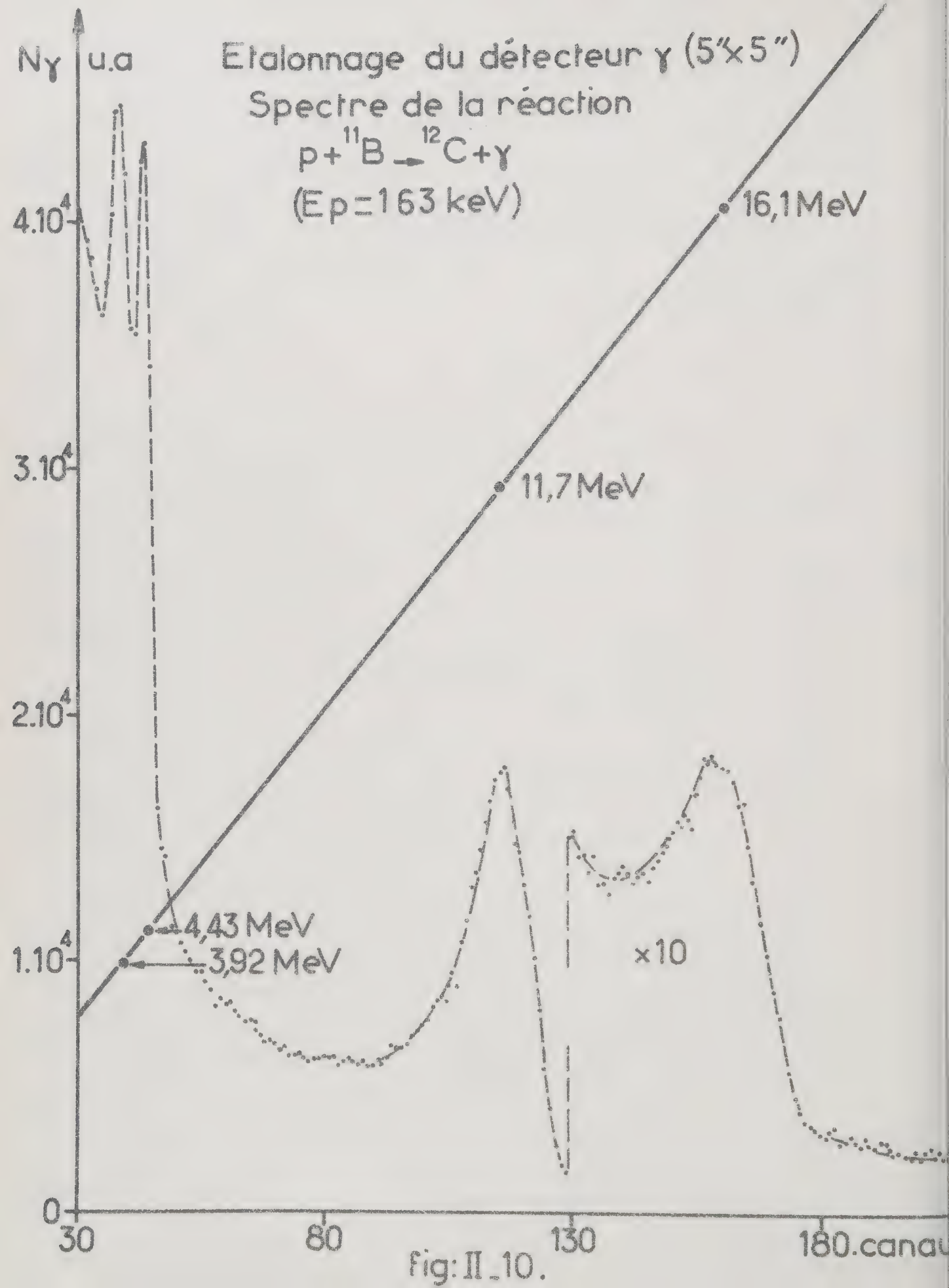

Nγ u.a
Etalonnage du détecteur γ (5"x5")
Spectre de la réaction
p+11B → 12C+γ
(Ep=163 keV)
16,1 MeV
11,7 MeV
4,43 MeV
3,92 MeV
×10
4.10⁴
3.10⁴
2.10⁴
1.10⁴
0
30
80
130
180.canau

fig: II_10.

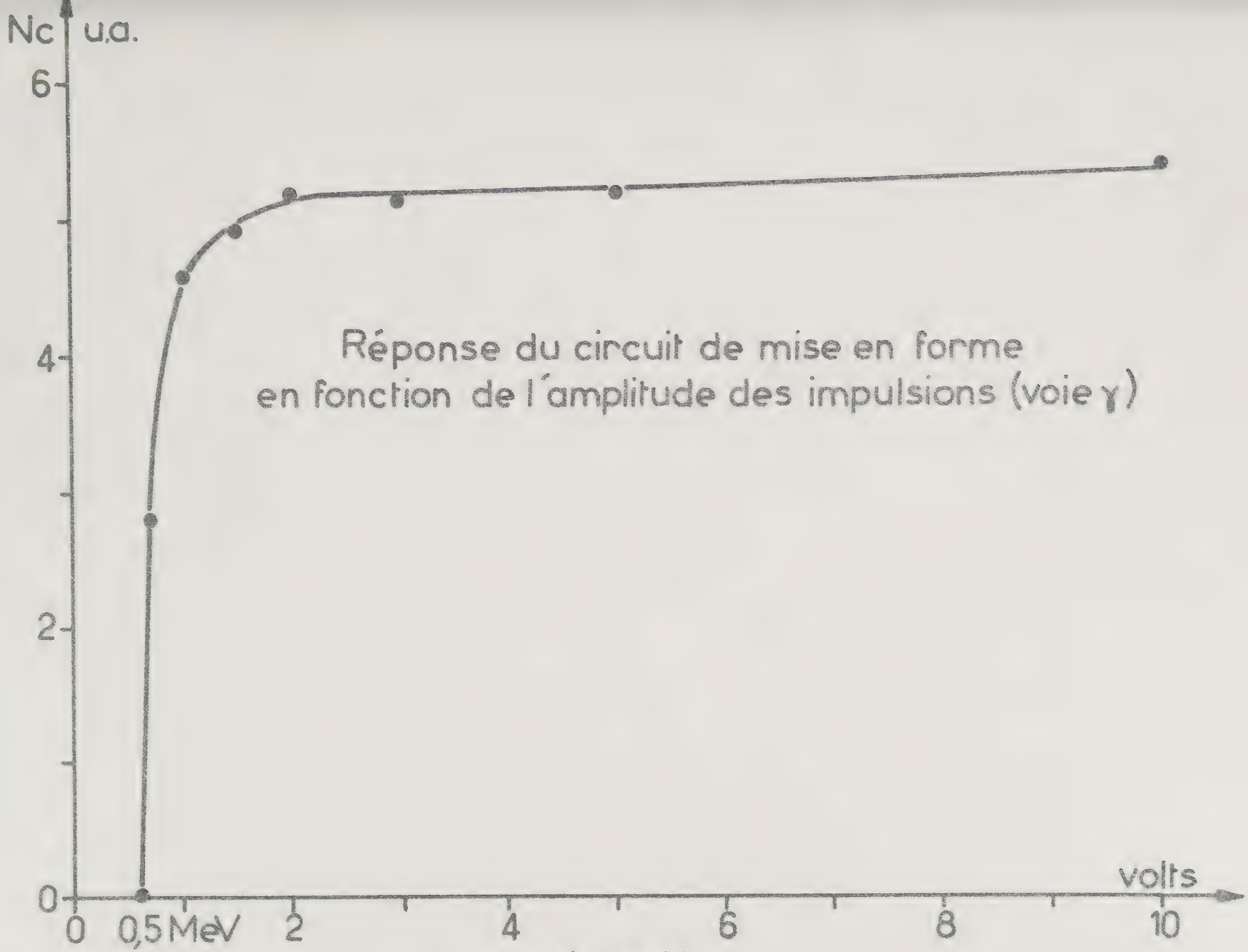

Nc u.a.
6
4
2
0
Réponse du circuit de mise en forme
en fonction de l'amplitude des impulsions (voie γ)
volts
0
0,5 MeV
2
4
6
8
10

fig: II_11_

T A B L E A U II - 1

source	E_γ	efficacité mes.	efficacité calc.	photofract.	résolut.%
^{22}Na	0,511 MeV	0,42 ± 0,02	0,340	0,693	15 %
^{137}Cs	0,661 MeV	0,373 ± 0,016	0,320	0,634	13 %
^{54}Mn	0,835 MeV	0,308 ± 0,016	0,305	0,593	11 %
^{22}Na	1,278 MeV	0,255 ± 0,013	0,272	0,476	8,8 %

Nous avons ensuite mesuré l'efficacité pour une distance entre la source et le scintillateur, égale à celle de nos expériences soit 30,8cm mais en utilisant une source dont l'activité était répartie uniformément dans un volume correspondant à celui des échantillons utilisés dans nos expériences (diamètre 3 cm, longueur 5 cm). Les résultats sont portés sur la figure II-9 a ; on voit que pour $E_\gamma > 1$ MeV environ les valeurs proposées par R.L. HEATH sont parfaitement utilisables. Sur la figure II-9 b, nous donnons les résultats des évaluations du nombre de photons comptés dans le pic par rapport au nombre total. Sur la figure II-10 nous donnons un exemple de spectre γ d'énergie élevée destinée à vérifier la linéarité du détecteur γ. Nous avons utilisé la réaction $p + {}^{11}B \longrightarrow {}^{12}C^{**}$. Des γ ayant une énergie égale à 4,43 MeV, 11,7 MeV et 16,1 MeV sont émis. Au-delà du canal 180, le spectre reste plat jusqu'au canal 400, correspondant environ à 40 MeV, ce qui prouve que notre détecteur ne présente pas d'effet de saturation dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, soit 0 - 25 MeV environ.

2°) Temps de vol

Nous utilisons pour l'enregistrement des γ un dispositif semblalégèrement différent. Nous enregistrons avec le sélecteur à 400 canaux le spectre des photons prélevé sur la voie lente. La porte de cet analyseur est déclenchée par les impulsions issues du convertisseur temps amplitude amplifiées et envoyées dans un sélecteur à une bande. Le seuil du circuit de mise en forme de la voie γ a été réglé à une valeur correspondant à 0,5 MeV environ ; nous avons pu réduire le bruit de fond en éliminant les photons de faible énergie très abondants dans la salle

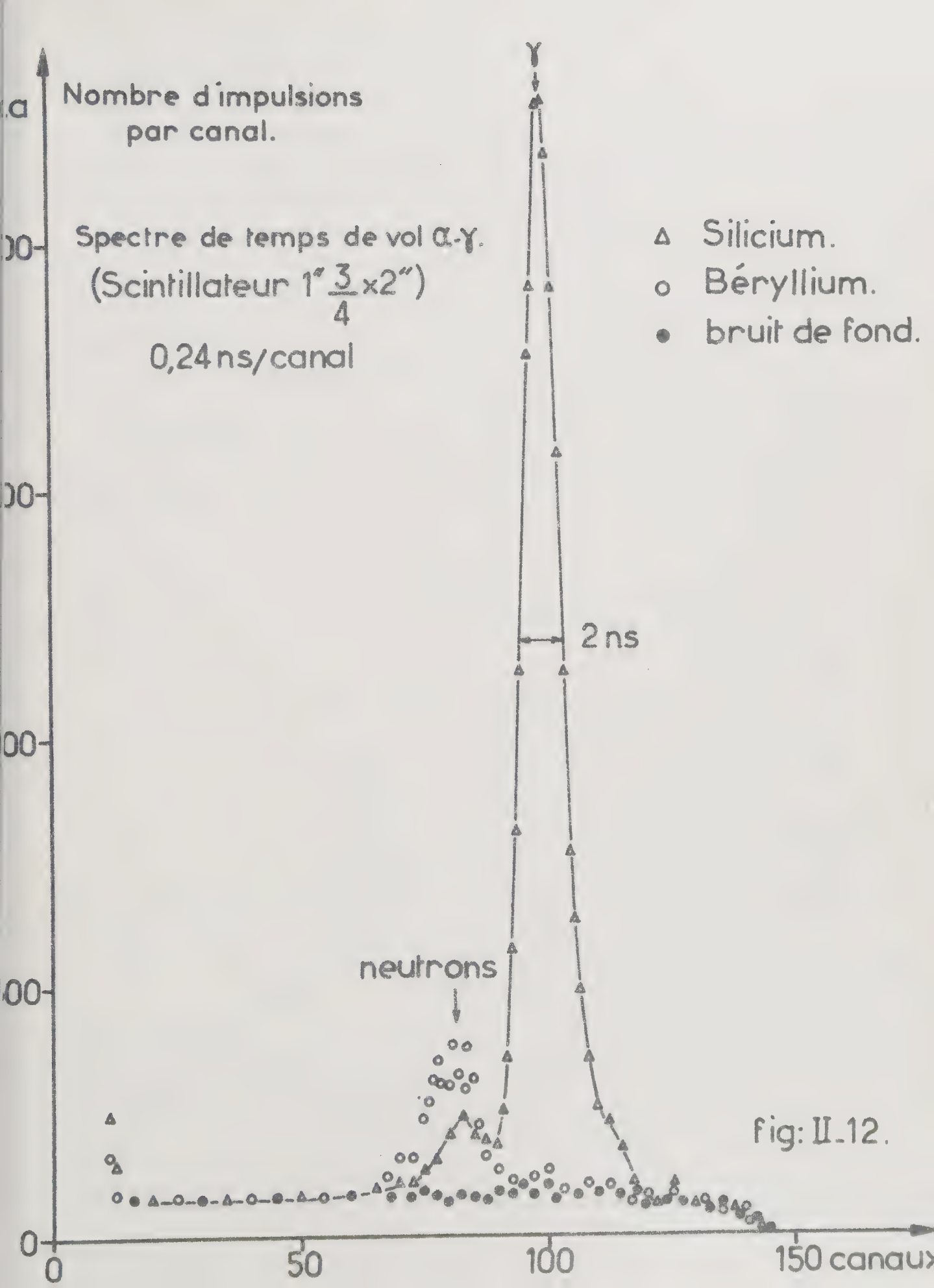

Nombre d'impulsions par canal.
Spectre de temps de vol α-γ.
(Scintillateur 1" 3/4 x2")
0,24 ns/canal
γ
Silicium.
Béryllium.
bruit de fond.
2 ns
neutrons
0
50
100
150 canaux

fig: II_12.

d'expériences. Nous avons étudié la réponse du circuit de mise en forme en fonction de l'amplitude des impulsions. Nous avons, pour cela, mesuré le nombre de coïncidences fortuites à la sortie du C.T.A. entre les particules α (voie 1) et les impulsions produites par un générateur (voie 2). Nous avons tracé sur la figure II -11 la variation du nombre de coïncidences fortuites en fonction de l'amplitude des impulsions.

La présence d'un seuil va modifier le spectre de rayonnements γ qui sera enregistré dans l'analysateur multicanal. La modification est analogue au changement qui se produit dans l'efficacité de détection des neutrons (figure II-7), quand on introduit le seuil S. Au lieu d'avoir un spectre γ constitué de raies superposées à un fond continu décroissant suivant une loi exponentielle, nous observerons ces pics superposés à un spectre quasi-continu variant à peu près comme une fonction maxwellienne.

Notre appareillage doit discriminer les photons des neutrons diffusés par l'échantillon étudié ; en effet, ces neutrons bien que peu nombreux, interagissent aussi avec les atomes du détecteur γ , et leur rareté est compensée par le fait que les photons qu'il y créent, sont détectés avec un angle solide pratiquement égal à 4 π . Pour vérifier que nous pouvons séparer les neutrons et les photons, nous avons enregistré les spectres de temps de vol α - γ dans le cas de deux détecteurs γ, 4,37cm x 5cm et 12,5 cm x 12,5 cm . Nous avons utilisé comme échantillon le béryllium et le silicium ou le carbone. Le béryllium est fort intéressant car il n'émet que très peu de photons mais diffuse bien les neutrons. On constate sur les figures II- 2 et II- 3 que la séparation peut être assurée de façon très satisfaisante, au moyen d'un seuil. Le temps de résolution de notre appareillage est donc suffisant pour nous permettre d'assurer dans de bonnes conditions la détection des photons.

Le bon fonctionnement du système de détection γ, a été vérifié par une étude préalable de la réaction $^{56}Fe(n,n'\gamma)^{56}Fe$. Les résultats obtenus sont portés sur la figure II-14. Deux raies γ sont particulièrement intenses ; celle dont l'énergie est 0,845 MeV correspond à la désintégration du premier état 2^+ ; celle dont l'energie est 1,240 MeV correspond à la désintégration du premier état 4^+ qui se désexcite par

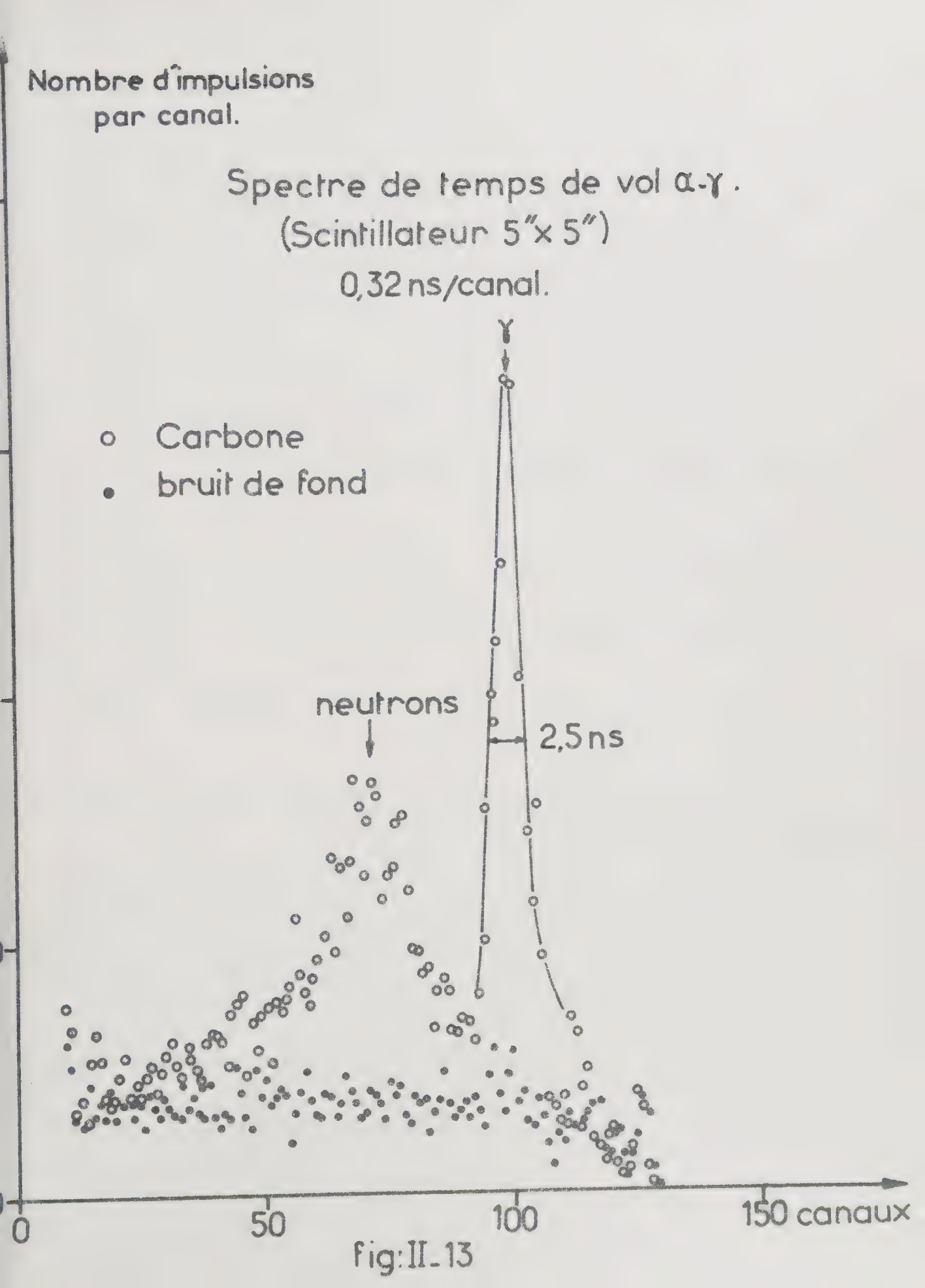

Nombre d'impulsions
par canal.
Spectre de temps de vol α-γ.
(Scintillateur 5"x 5")
0,32 ns/canal.
γ
Carbone
bruit de fond
neutrons
2,5 ns
0
50
100
150 canaux

Fig: II-13

émission E2 vers le premier état excité. On observe aussi quelques raies moins intenses pour lesquelles nous avons proposé certaines transitions. La courbe en tirets correspond au spectre γ quasi continu. Les sections efficaces $\sigma_{n,n'\gamma}$ que nous avons obtenues pour la production de ces raies, sont rassemblées sur le tableau II-3. Nous y indiquons aussi les résultats obtenus par différents autres auteurs.

TABLEAU II-3

SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION $^{56}Fe(n,n'\gamma)^{56}Fe$

E_γ = 0,845 MeV	730 ± 100 mb	660 ± 80 mb	1138 ± 135 mb	381 ± 115
E_γ = 1,240 MeV	830 ± 85 mb	270 ± 40 mb		
	ce travail	(BE 64)	(MA 65 b)	(AR 67)

C - EVALUATION DES RESULTATS - ERREURS

Dans le cas où le diffuseur est mince, on peut évaluer la section efficace σ du processus qui nous intéresse :

II - 1 $$\sigma = \frac{1}{\varepsilon} \frac{N_o}{\mathcal{N}} \frac{S}{\Phi_o}$$

où

- ε est l'efficacité de détection des neutrons ou des photons
- N_o le nombre de particules détectées

S la surface du diffuseur dont l'épaisseur est x

$\mathcal{N}$ le nombre d'atomes du diffuseur

ϕ_o le nombre de neutrons arrivant sur la surface S

En réalité dans le calcul de σ, on doit tenir compte des dimensions de l'élément diffuseur. Il y aura une absorption faible mais non négligeable, des neutrons incidents d'une part, et des particules sortantes (neutrons ou photons) d'autre part. Les dimensions ayant été choisies petites, l'absorption sera peu importante et il est possible d'admettre qu'elle varie linéairement avec l'épaisseur x du scintillateur. Nous avons donc supposé qu'avant d'interagir, les neutrons incidents parcourent une distance moyenne $\frac{x}{2}$ (x étant la longueur du diffuseur ; de la même façon nous admettons que les particules sortantes parcourent en moyenne dans le diffuseur une distance égale au rayon r du diffuseur. Le coefficient d'absorption des neutrons incidents est donc :

$$T_n = \exp\left(- \mathcal{N} \sigma \frac{x}{2} \right)$$

et le coefficient d'absorption des particules sortantes est :

$$T_s = \exp\left(- \mathcal{N} \sigma \, r \right)$$

(σ représente selon le cas la section efficace totale σ_T d'interaction des neutrons ou des photons avec les noyaux).

On en déduit l'expression finale de σ :

II - 2 $$\sigma = \frac{1}{\varepsilon} \frac{N_o}{T_s} \frac{S}{\phi_o T}$$

L'évaluation de la section efficace nécessite de faire intervenir deux types d'erreurs. Il y a d'abord une incertitude qui provient de l'erreur sur ε ; nous l'avons estimée à 5 % pour les neutrons et 10 % pour

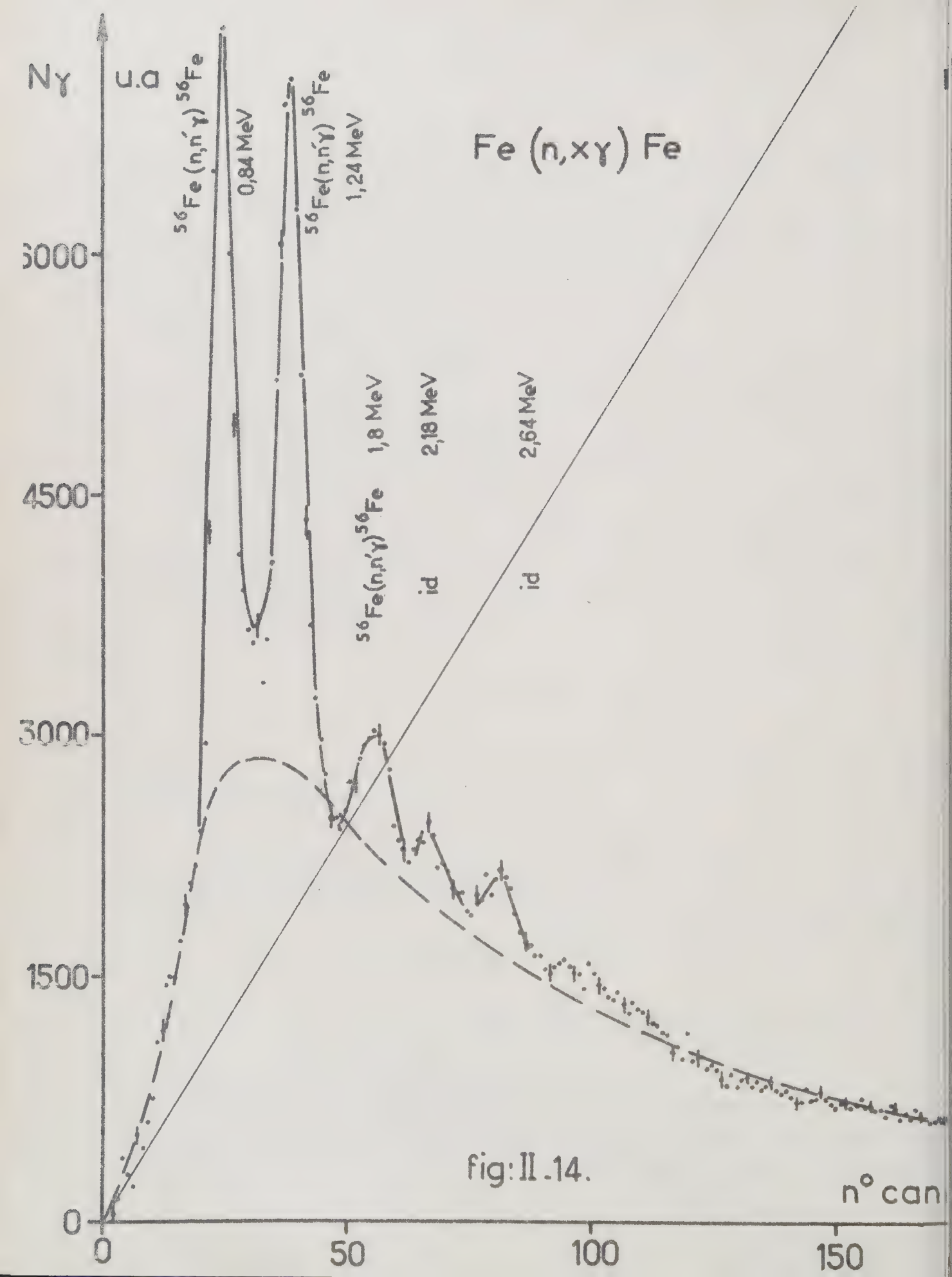

Nγ
u.a
Fe (n,xγ) Fe
^{56}Fe (n,n'γ) ^{56}Fe
0,84 MeV
^{56}Fe(n,n'γ) ^{56}Fe
1,24 MeV
^{56}Fe(n,n'γ)^{56}Fe 1,8 MeV
id 2,18 MeV
id 2,64 MeV
3000
4500
3000
1500
0
0
50
100
150
n° can

fig: II .14.

les photons. Il faut d'autre part, tenir compte de l'erreur statistique sur le nombre de particules détectées N. Les erreurs sur les autres quantités intervenant dans l'expression II - 2 sont absolument négligeables. Pour évaluer l'erreur totale nous distinguerons deux cas :

- les mesures de distribution angulaire de diffusion des neutrons sont données avec l'erreur statistique seule. L'erreur sur l'efficacité intervient dans la valeur absolue.

- les sections efficaces des réactions mesurées par la détection des neutrons sont évaluées par la combinaison des deux types d'erreurs qui sont indépendantes l'une de l'autre.

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \left| \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right) + \left(\frac{\Delta N}{N}\right) \right|$$

D - MESURE DU BRUIT DE FOND

Le bruit de fond a été évalué par des irradiations successives de durée égale avec et sans l'échantillon étudié. Dans certains cas, notre échantillon était contenu dans une enveloppe en polyéthylène (pour Li, H_2O), ou en duralumin (B, Na, Mg, P, Cl Na, K, Ca), ou en acier inoxydable (hydrazine). Une enveloppe vide était alors utilisée pour la mesure de bruit de fond.

Nous nous proposons maintenant dans les chapitres suivants de décrire et d'analyser les résultats que vous avons obtenus dans la diffusion élastique, la diffusion inélastique et la capture radiative des neutrons de 14 MeV.

C H A P I T R E III

D I F F U S I O N E L A S T I Q U E

Lorsque nous avons débuté ce travail, nous nous sommes proposés comme premier objectif, de comparer les distributions angulaires expérimentales de diffusion élastique, aux calculs faits en utilisant le modèle optique. Nous avons choisi trois éléments : le béryllium qui avait fait l'objet d'une seule étude dans un domaine angulaire relativement restreint (NA 58), et le silicium et le potassium pour lesquels n'existait aucun résultat. Nous allons exposer dans ce chapitre les résultats que nous avons obtenus. Nous décrivons les deux méthodes théoriques que nous avons utilisées et nous comparons aux résultats expérimentaux. Nous étudions successivement :

- le modèle de diffraction qui utilise une analogie avec la diffraction de FRAUNHOFFER et qui a connu ces dernières années un regain d'intérêt (DA 64), (AU 67), (ME 67 a).

- le modèle optique

A - MODELE DE DIFFRACTION

1°) Théorie

G. PLACZEK et H.A. BETHE ont proposé une interprétation simple pour l'une des premières expériences de diffusion élastique de neutrons rapides (PL 40) effectuée par T. WAKATUKI et S. KIKUCHI (WA 39). Ces auteurs ont mesuré la section efficace différentielle de diffusion élastique $\sigma_{el}(\theta)$ de neutrons ayant une énergie voisine de 3 MeV par le fer, l'aluminium, le plomb. Les résultats montrent que $\sigma_{el}(\theta)$ présente un maximum vers l'avant. G. PLACZEK et A. BETHE ont admis que cette

distribution angulaire résultait d'une diffraction des neutrons par les noyaux supposés totalement absorbants (noyaux noirs). Ils ont montré que la section efficace différentielle peut s'écrire :

III - 1 $$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR^2)^2 \left[\frac{J_1(kR\theta)}{kR\theta}\right]^2$$

$\vec{k}$: nombre d'ondes des neutrons

R : rayon d'interaction

θ : angle de diffusion

$J_1(kR\theta)$ représente la fonction cylindrique de BESSEL d'ordre 1 et d'argument $kR\theta$

On peut observer que la relation III - 1 esttrès proche d'une autre formule obtenue en optique, dans le cas de la diffraction de FRAUNHOFFER. On montre en effet (BR 59 a),que l'amplitude de l'onde diffractée par une ouverture diffringente circulaire de rayon a , s'écrit :

$$I = \left[\pi a^2\right]^2 \times \left[\frac{2 J_1(m)}{m}\right]^2$$

où $$m = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin i$$

Si on remplace a par R rayon du noyau

i par θ angle de diffusion

$\frac{2\pi}{\lambda}$ par k nombre d'ondes

on obtient :

$$\text{III - 2} \qquad I = \left[2\pi R^2\right]^2 \times \left[\frac{J_1(kR \sin\theta)}{kR \sin\theta}\right]^2$$

La distribution angulaire est dans les deux cas assez proche, tout au moins dans le cas des petits angles, puisque si on appelle k_i et k_f les nombres d'onde avant et après la diffusion élastique, q le transfert d'impulsion, on a :

$$\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$$

et $$|\vec{q}| = 2k \sin\frac{\theta}{2} = k \sin\theta \quad \text{(pour } \theta \text{ petit)}$$

Cette relation n'est valable que pour les petits angles et il est important d'étudier la diffraction quand θ augmente. DAR (DA 64) a proposé une méthode pour étudier cette relation jusqu'aux angles de diffusion voisins de 180°.

De son côté, FRAHN (FR 66a)a montré que cette diffraction de FRAUNHOFFER, observée dans le cas où la particule incidente est neutre, est modifiée par l'interaction coulombienne lorsqu'elle existe et que l'on observe alors un diagramme de diffraction de FRESNEL.

DAR a montré que l'on pouvait écrire l'amplitude de diffusion sous la forme :

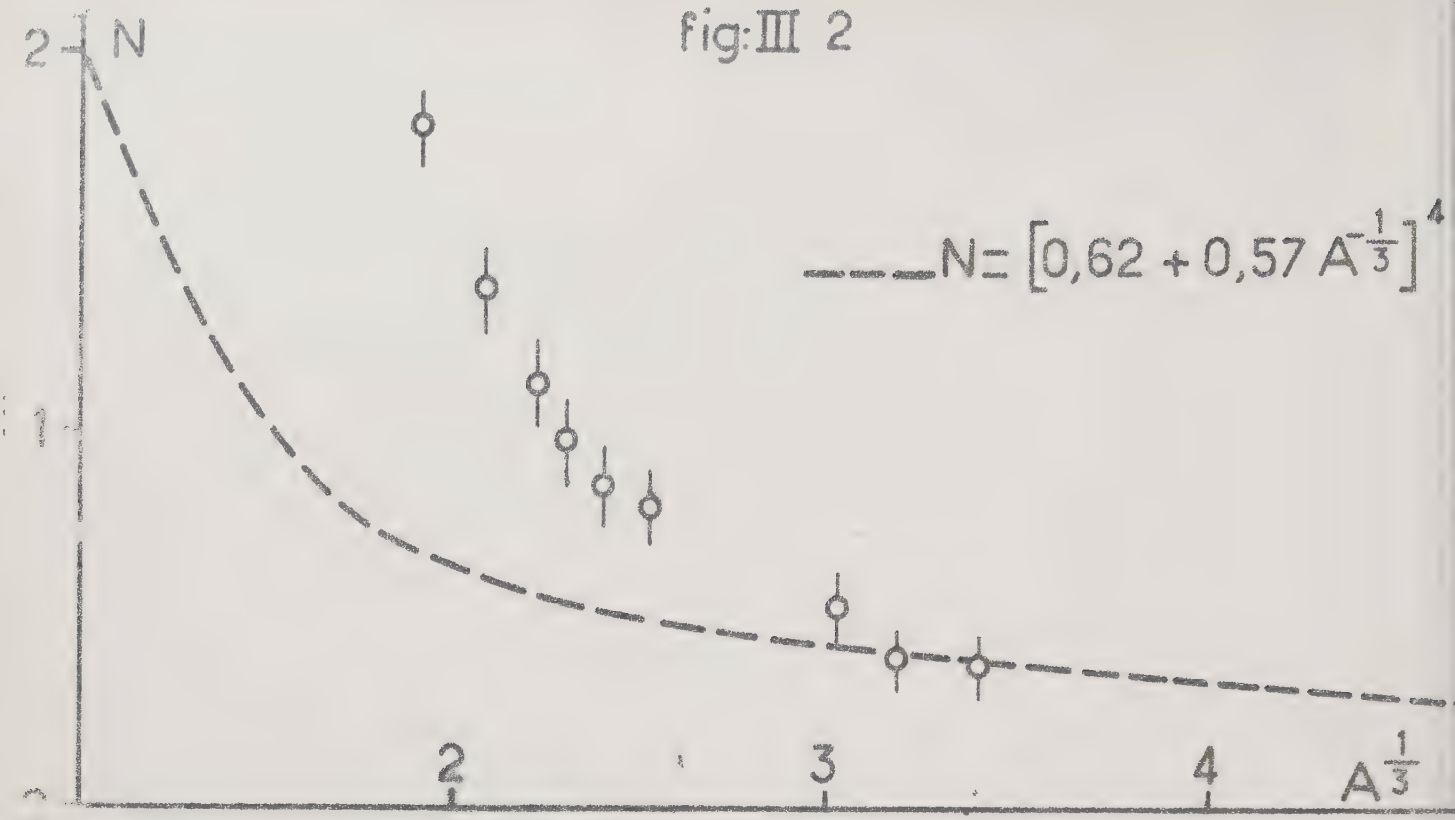
$$\text{III - 3} \qquad f(\vec{k}_f,\vec{k}_i) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2}\left\langle e^{i\vec{k}_f\vec{r}}\, \chi_T(\xi i)\,|V(\vec{r},\xi i)|\,\Psi i^+(\vec{r},\xi i)\right\rangle$$

$\chi(\xi i)$ représente la fonction d'onde du noyau diffuseur

(ξi) représente toutes les coordonnées internes .

$\Psi(r,\xi i)$ est la fonction d'onde totale du système

fig:III 2



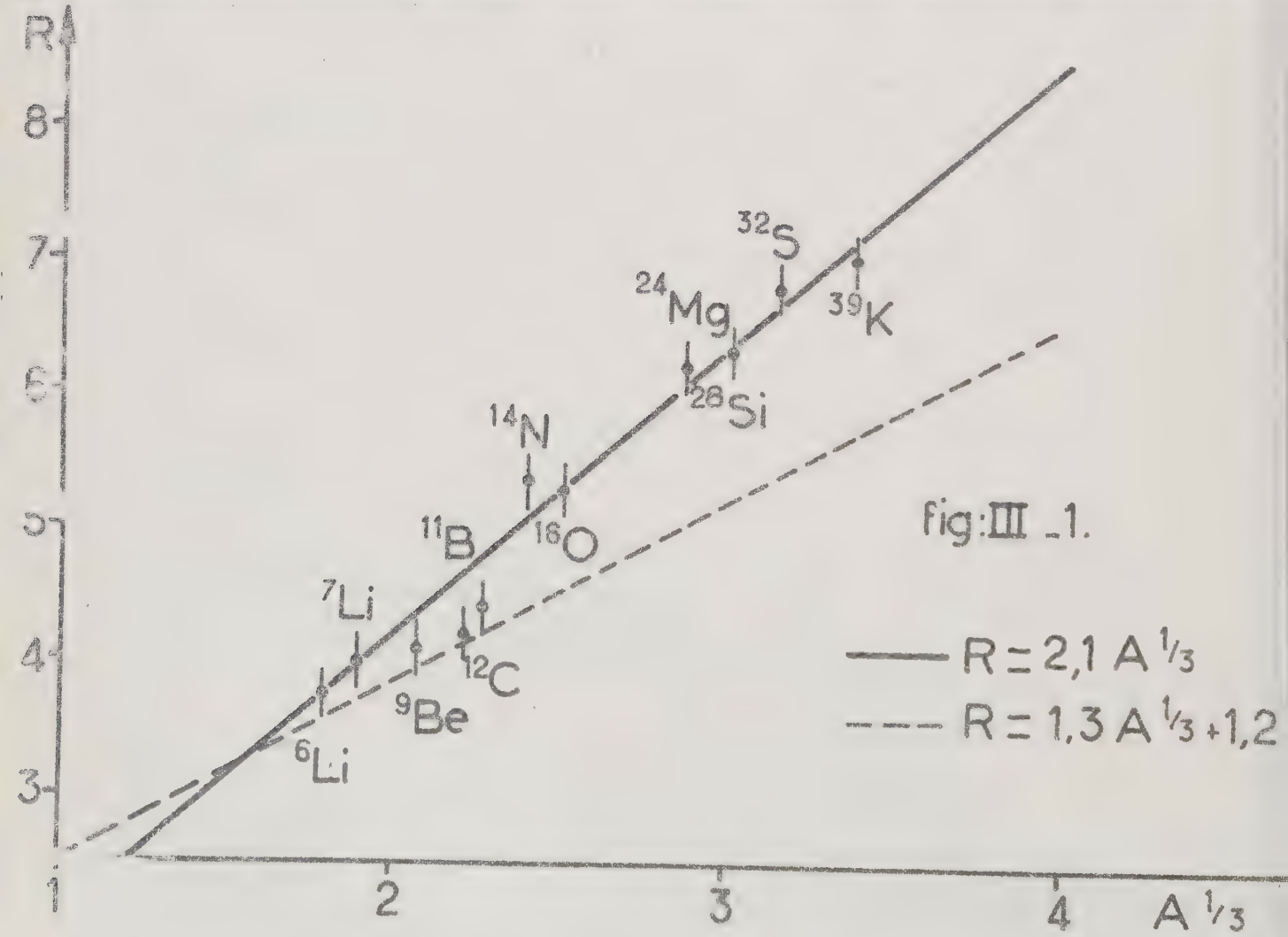


fig:III _1.

III - 7 $$\sigma'_{el}(0°) = \frac{1}{4} N k^2 R^4 \qquad \left(\frac{J_1(x)}{x} \to 0{,}50 \text{ si } x \to 0 \right)$$

Il existe une autre façon d'évaluer $\sigma'_{el}(0°)$. COON et al (CO 58) ont montré que la limite de WICK est pratiquement égale à $\sigma_{el}(0°)$ ce qui permet d'écrire :

III - 8 $$\sigma'_{el}(0°) = \left(\frac{k\sigma_T}{4\pi} \right)^2$$

BASSE-CATHALINAT (BA 64) a vérifié que la section efficace totale σ_T d'interaction des neutrons rapides avec les noyaux s'exprime par la relation III - 9 :

III - 9 $$\sigma_T = 2\pi (R' + \lambda\!\!\!^{-})^2$$

R' est le rayon du noyau $(R' = 1{,}3 \cdot A^{1/3})$

$\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde de de BROGLIE des neutrons incidents.

La comparaison de III - 7 et III - 8 conduit à :

$$N = \left(\frac{R' + \lambda\!\!\!^{-}}{R} \right)^4 = \left[\frac{1{,}3.10^{-13} A^{1/3} + 1{,}2.10^{-13}}{2{,}1.10^{-13} A^{1/3}} \right]^4$$

III - 10 $$\boxed{N = \left(0{,}62 + 0{,}57 A^{-1/3}\right)^4}$$

Nous avons porté sur la figure III-2 la valeur de N déterminée à partir des résultats expérimentaux et la courbe calculée à partir de l'expression III - 10. Nous avons porté sur les figures III-3, III-4 et III-5 les distributions angulaires calculées à partir de la méthode de diffraction modifiée suivant la voie que nous venons de décrire et que nous exprimons suivant la relation III-11 . L'accord est assez satisfaisant .

$$\text{III - 11} \qquad \sigma_{e\ell}(\theta) = N(kR^2)^2 \left[\frac{1+\cos\theta}{2}\right]^2 \left[\frac{J_1(qR)}{qR}\right]^2 + \frac{\rho^2R^2}{4}$$

Nous avons porté sur le tableau ci-dessous, la valeur de la quantité $\frac{\rho^2R^2}{4}$ que nous avons introduit pour différents noyaux.

noyau	Li	Be	B	C	N	Si	S	K
$\frac{\rho^2R^2}{4}$ mb	0	13 ± 4	9 ± 3	14 ± 2	23 ± 8	9 ± 2	5 ± 2	20 ± 4

En résumé, le modèle de diffraction permet d'obtenir une description approchée des distributions angulaires de diffusion élastique à condition d'introduire un coefficient de normalisation. Une telle expression peut être intéressante quand on veut pouvoir évaluer la section efficace différentielle rapidement et aussi dans les calculs de diffusion multiple où on a besoin d'une distribution "théorique" (PA 64), (NG 64).

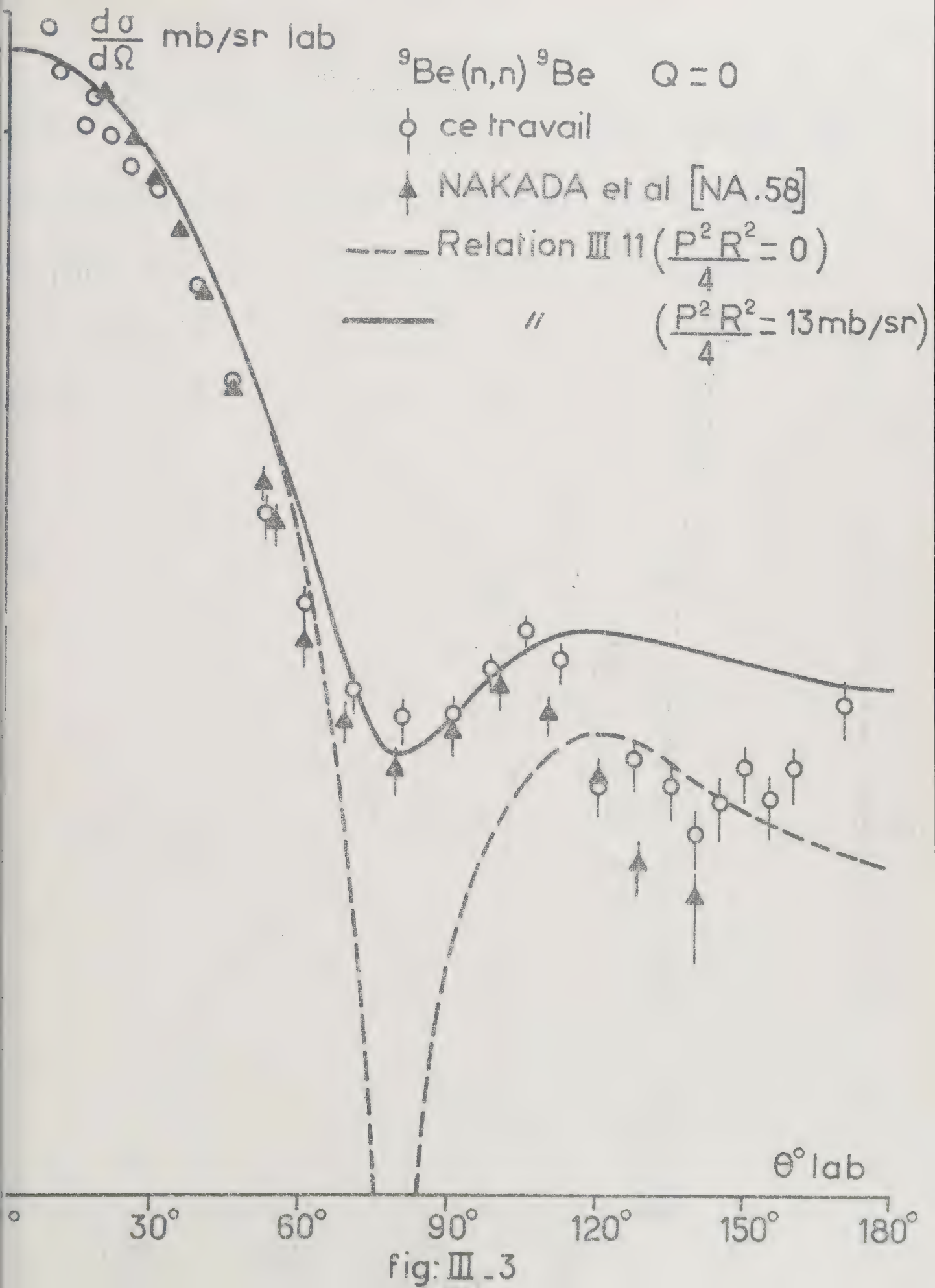

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr lab
$^{9}Be(n,n)^{9}Be$ Q = 0
ce travail
NAKADA et al [NA.58]
Relation III 11 ($\frac{P^2R^2}{4} = 0$)
" ($\frac{P^2R^2}{4} = 13$ mb/sr)
θ° lab
0°
30°
60°
90°
120°
150°
180°

fig: III_3

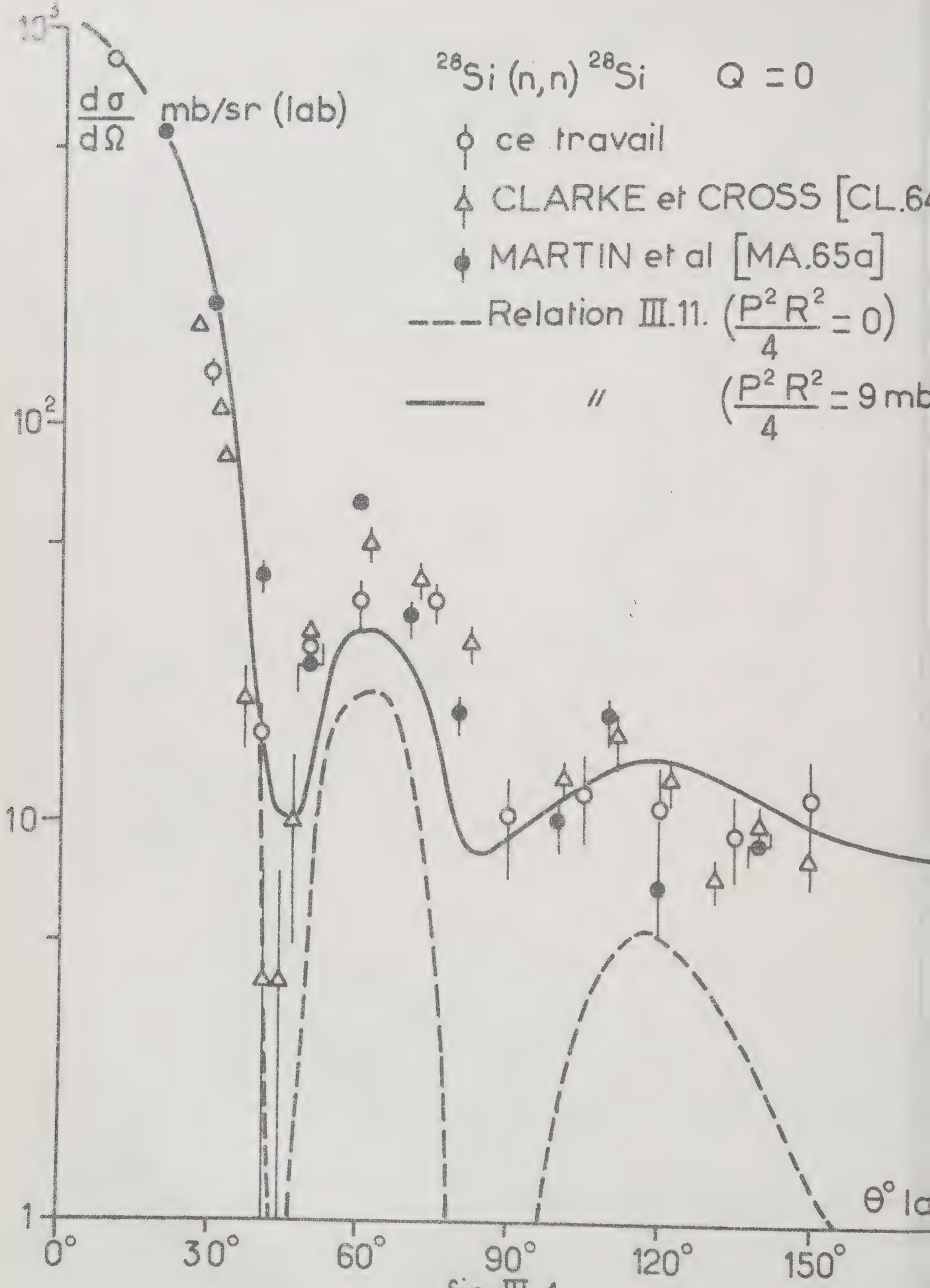

$^{28}Si\,(n,n)\,^{28}Si$ Q = 0
ce travail
CLARKE et CROSS [CL.64
MARTIN et al [MA.65a]
Relation III.11. ($\frac{P^2R^2}{4}$ = 0)
// ($\frac{P^2R^2}{4}$ = 9 mb
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr (lab)
10^3
10^2
10
1
0°
30°
60°
90°
120°
150°
θ° la

fig: III.4

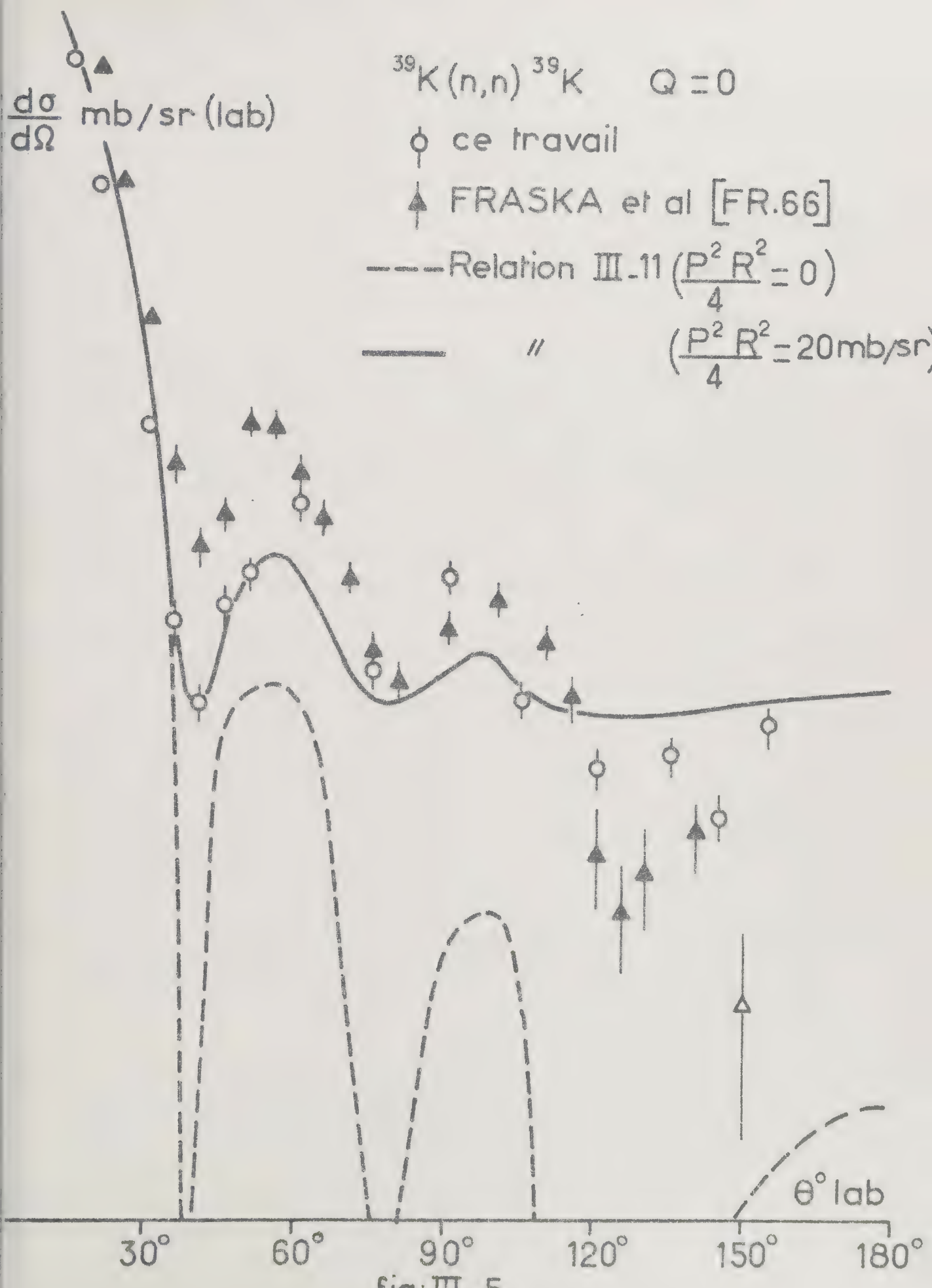

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr (lab)
$^{39}K(n,n)^{39}K$ Q = 0
ce travail
FRASKA et al [FR.66]
---Relation III-11 $(\frac{P^2R^2}{4} = 0)$
——— // $(\frac{P^2R^2}{4} = 20 mb/sr)$
θ° lab
30°
60°
90°
120°
150°
180°

fig: III-5.

B - MODELE OPTIQUE

1°) Théorie

a) Généralités

La théorie du modèle optique a emporté un succès considérable dès son origine, puisqu'elle a permis d'expliquer, en particulier, les résonances larges observées dans la section efficace totale d'interaction des neutrons rapides, avec les noyaux et la distribution angulaire des neutrons diffusés . Dans cette théorie l'interaction entre une particule incidente et un noyau, est traitée comme un problème de diffusion d'une onde plane par un potentiel. Cette idée proposée en 1935 par H.A. BETHE (BE 35) n'avait pas été appliquée, car elle ne rendait pas compte des résonances étroites dans l'absorption des neutrons lents, qui furent par contre, remarquablement interprétées par la théorie du noyau composé. C'est en 1954 que FESBACH, PORTER et WEISSKOPF (FE 54), ont pu reproduire assez exactement, les résonances larges et les distributions angulaires des neutrons, ayant subi une diffusion élastique. Ce qui a contribué au succès du modèle optique, c'est qu'il peut être appliqué à l'étude de la plupart des problèmes de diffusion de protons, deutons, α, pion etc... et aussi d'électrons par les atomes ; son autre intérêt est qu'il est en train de devenir un instrument de calcul très important pour obtenir, en particulier, les sections efficaces de réaction, les coefficients de transmission, etc... dans le cas où, par l'expérience, ces grandeurs ne sont pas accessibles. Après FESHBACH et al, différents auteurs ont étudié le modèle optique : citons G.E. BROWN (BR 64b), EMMERICH (MA 63), P.B. JONES (JO 63), HODGSON (HO 63).

Voyons maintenant les étapes essentielles qui ont modifié peu à peu ce modèle optique. Dans les calculs de FESHBACH et al (FE 54), le potentiel complexe choisi est de la forme :

III-12
$$\begin{cases} U(r) = Vo(1 + i\eta) & r \leq R \quad R = 1{,}4 \quad A^{1/3} \text{ fermi} \\ & \qquad\qquad Vo = 42 \text{ MeV} \\ U(r) = 0 & r > R \quad \eta = 0{,}03 \end{cases}$$

Physiquement, une telle discontinuité de V(r) pour r = R, n'est pas réaliste. C'est pourquoi, d'autres auteurs ont cherché à étudier la dépendance radiale de U(r) ; la plupart du temps on sépare d'ailleurs, pour cela, la partie réelle V(r) et la partie imaginaire W(r). On écrit :

$$V(r) = Vo\ f(r)$$

$$W(r) = Wo\ g(r)$$

WOODS et SAXON (WO 54) ont proposé de prendre : $f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$

A l'heure actuelle, la plupart des auteurs emploient la dépendance radiale proposée par SAXON et WOODS. En ce qui concerne g(r), on prend habituellement une fonction gaussienne, centrée sur r = R ou bien la dérivée par rapport à r de f(r) si l'on considère que l'on a seulement une absorption en surface. Si, en plus, il faut faire intervenir une absorption en volume on la fait varier comme f(r).

Enfin au potentiel U(r), on ajoute pour rendre compte de la polarisation un potentiel spin-orbite :

$$V_{sp}(r) = h(r)\ \vec{\ell}.\vec{\sigma}\ \left[V_{SP} + iW_{SP}\right]$$

En résumé, la façon la plus générale d'écrire le potentiel d'interaction va être la formule III - 13 :

III - 13 $$U(r) = Vo\, f(r) + i\, Wo \left| A\, f(r) + B\, g(r) \right| + \left| V_{SP} + iW_{SP} \right| h(r)\ \vec{\ell}.\vec{\sigma}$$

b) Modèle optique non-local

Nous allons rendre compte maintenant, d'un travail très important effectué par F.G.J. PEREY et B. BUCK. Il a été établi dès le début de l'application du modèle optique à la diffusion des particules par les noyaux, que les paramètres qui déterminent la profondeur du puits de potentiel, dépendent de l'énergie des nucléons. A titre d'exemple, on peut citer la série ci-dessous, proposée par BJORKLUND et FERNBACH, citée par GREEN (GR 59).

III - 14
$$V_{cr} = 52.5 - 0{,}6\ En$$
$$W_{ci} = 2{,}5 + 0{,}3\ En$$
$$V_{sr} = 10 - 0{,}15\ En$$

pour un potentiel décrit par l'équation III - 15

III - 15 $$U(r) = V_{cr} \left| 1 + \exp\frac{(r-R)}{a} \right|^{-1} + i\, W_{ci} \left| \exp - \frac{(r-R)^2}{b} \right| + V_{sr} \left(\frac{h}{Mc}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left| 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right|^{-1} \vec{\sigma}.\vec{\ell}$$

Cette dépendance avec l'énergie, provient du fait que le potentiel écrit est essentiellement un potentiel local, c'est-à-dire qu'il ne dépend que d'une coordonnée r qui représente la position de la particule à un certain instant. En fait, il a été établi depuis longtemps, que le

modèle optique résultant d'une somme d'interaction à deux corps ne peut être que non-local

Considérons, par exemple,la figure III - 6

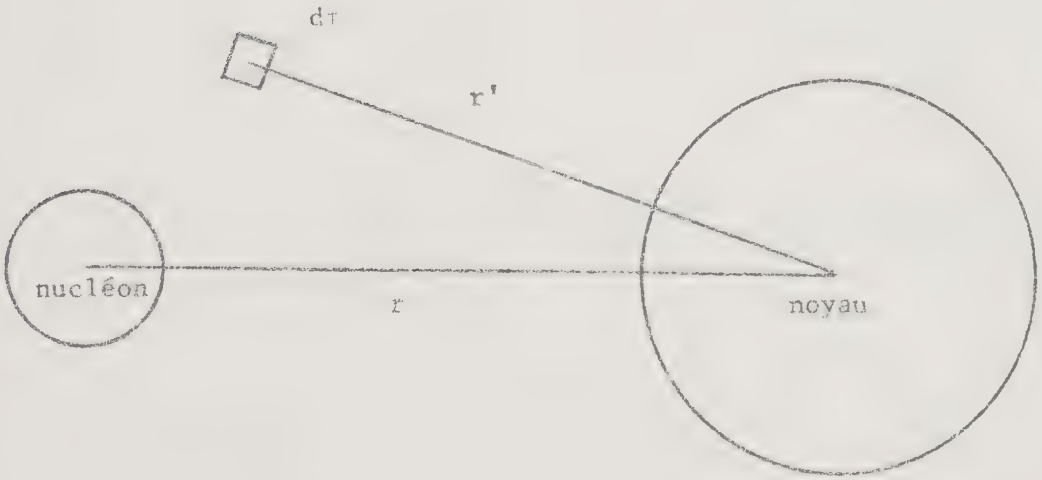


Figure III-6

Parler de non-localité du potentiel d'interaction, signifie que le potentiel V(r) dépend, non seulement de r, mais aussi de la fonction d'onde Ψ (r) calculée pour un élément de volume dτ quelconque dans l'espace ; le potentiel non-local tient compte en particulier, des dimensions de la particule incidente. Autrement dit, dans l'équation de SCHRODINGER habituelle

$$\text{III - 16} \qquad -\frac{h^2}{2m}\Delta\Psi(r) + V(r)\,\Psi(r) = E\,\Psi(r)$$

on doit remplacer le terme V(r) Ψ (r) par une integrale qui s'écrit :

$$\int U(r,r')\,\Psi(r')\,d_3r'$$

Cette modification se traduit naturellement par une plus grande complexité des calculs, qui vont nécessiter des ordinateurs puissants. F.G. PEREY et B. BUCK (PE 62) ont publié les premiers résultats utilisant un potentiel non-local. L'équation de SCHRODINGER devient :

$$\text{III - 17} \qquad \left[\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + E\right]\Psi(r) = -\left[U_{SO}+iW_{SO}\right]S(r)\vec{\ell}.\vec{\sigma}\Psi(r)+\int V(r,r')\,\Psi(r,r')d_3r'$$

Ils ont fait l'hypothèse que le potentiel V(r,r') est symétrique, c'est-à-dire que V(r,r') = V(r',r), et séparable c'est-à-dire que :

$$\text{III - 18} \qquad V(r,r') = U\left(\frac{r+r'}{2}\right) H\left(\frac{r-r'}{\beta}\right)$$

β est l'étendue de la non-localité.

Pour $H\left(\frac{r-r'}{\beta}\right)$ ils ont choisi une fonction gaussienne normalisée à l'unité :

$$\text{III - 18 bis} \qquad H\left(\frac{r-r'}{\beta}\right) = \left[\beta\sqrt{\pi}\right]^{-3} \exp\left[-\left(\frac{r-r'}{\beta}\right)^2\right]$$

Posant $\rho = \frac{1}{2}|r+r'|$, ils ont pris pour $U(\rho)$ une expression similaire à celle d'un potentiel local

$$U(\rho) = \left[V + i\,W_I\right] f_s(\rho) + i\,W_D\,f_D(\rho)$$

$$f_s(\rho) = \left[1 + \exp\left(\frac{\rho-R}{a_s}\right)\right]^{-1} \qquad R = Ro\,A^{1/3}$$

$$f_D(\rho) = 4\left[\exp\left(\frac{\rho-R}{a_D}\right)\right]\left[1 + \exp\left(\frac{\rho-R}{a_D}\right)\right]^{-2}$$

Quant à la dépendance radiale du potentiel spin-orbite, elle est introduite sous forme locale

$$S(r) = \left[\frac{h^2}{2Mc}\right]^2 \frac{1}{a_s r} \left[\exp\left(\frac{r-R}{a_s}\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_s}\right)\right]^{-2}$$

M étant la masse du nucléon.

PEREY et BUCK se sont proposés d'analyser les sections efficaces totales, de réaction et de diffusion élastique de neutron d'énergie, variant de 0,6 à 24 MeV, par des noyaux de l'aluminium au plomb.

La complexité des calculs, a été réduite grâce à l'emploi d'un potentiel local U_L , équivalent au potentiel non-local U_N . Pour chaque valeur de l'énergie, on détermine la profondeur du puits de potentiel local par la relation approchée.

III - 19 $$U_L(r) \exp\left[\frac{M\beta^2}{2h^2} (E-U_L(r))\right] = U_N(r)$$

Ces auteurs ont d'abord appliqué leur modèle à la diffusion élastique des neutrons par le plomb dans un domaine d'énergie de 4,1 MeV à 24 MeV. Supposant le problème résolu, ils ont analysé au moyen d'un potentiel optique local, la réaction Pb(n,n)Pb pour En = 7 MeV et 14,5 MeV. Ceci leur a permis de déterminer les paramètres du potentiel local $U_L(r)$. Grâce à la relation III-19, ils ont ensuite déterminé les paramètres du potentiel non-local $U_N(r)$. Ceci fait, ils ont analysé les réactions de diffusion élastique des neutrons par les noyaux de Al à Pb pour des énergies de 1 à 24 MeV. L'accord obtenu est remarquable. Nous

observons toutefois, que pour les plus basses énergies, il leur a fallu faire intervenir une contribution importante de la section efficace de diffusion provenant du mécanisme de noyau composé ; cette section efficace est d'environ 0,5 b, et elle augmente nettement au voisinage des couches fermées. En ce qui concerne les résultats expérimentaux utilisés pour la comparaison avec les calculs, il convient de faire deux remarques importantes :

- un certain nombre d'entre eux n'ont pas été corrigés pour tenir compte de la diffusion inélastique.
- la distribution angulaire n'est en général mesurée que pour $\theta<150°$

c) Modèle optique microscopique

Il est possible de se demander, si on ne peut pas dépasser l'approche purement phénoménologique de la diffusion élastique qui est celle du modèle optique. Cette nouvelle étape devrait permettre de calculer le potentiel d'interaction, en partant du potentiel nucléon-nucléon. Malheureusement, comme l'a fait observer L. ROSEN (NE 65), trois difficultés principales sont à prévoir, sans parler bien sûr, de la complexité des calculs. D'abord on ne connait pas exactement cette force d'interaction nucléon-nucléon ; ensuite, même si on la suppose connue pour des nucléons libres, on ne sait pas ce qu'elle devient à l'intérieur de la matière nucléaire, et enfin il n'est pas sûr du tout que seules les forces à deux corps soient à considérer. En dépit des difficultés évoquées, des travaux sont cependant en cours. BRUNEAU (BR 67) a obtenu des résultats préliminaires concernant le calcul d'un potentiel optique pour la diffusion de nucléons par ^{40}Ca en utilisant les valeurs connues des fonctions d'onde. Des calculs de section efficace sont maintenant à l'étude.

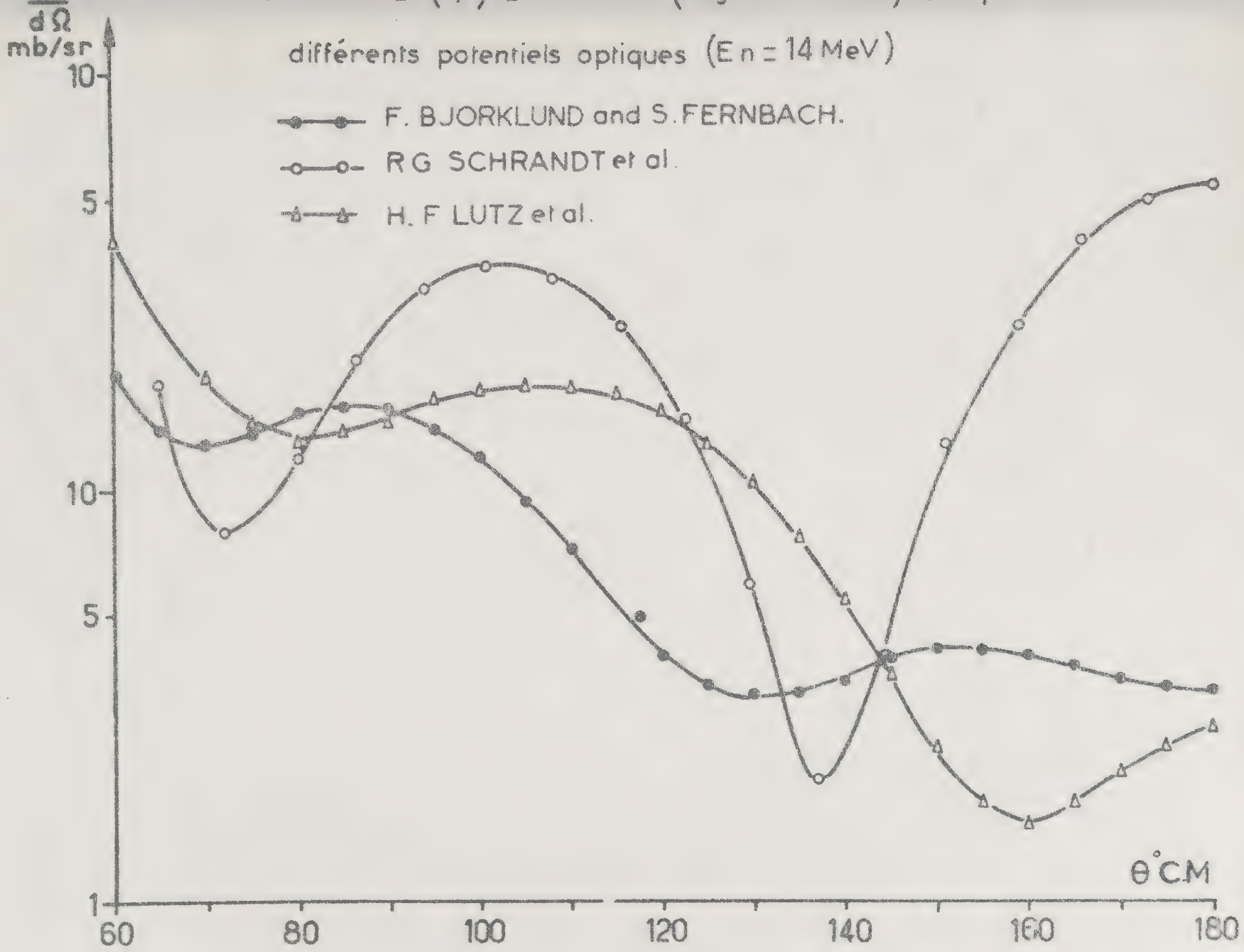

différents potentiels optiques (En = 14 MeV)
F. BJORKLUND and S. FERNBACH.
R G SCHRANDT et al.
H. F LUTZ et al.
dΩ
mb/sr
10
5
10
5
1
60
80
100
120
140
160
180
θ°C.M

fig: III.7.

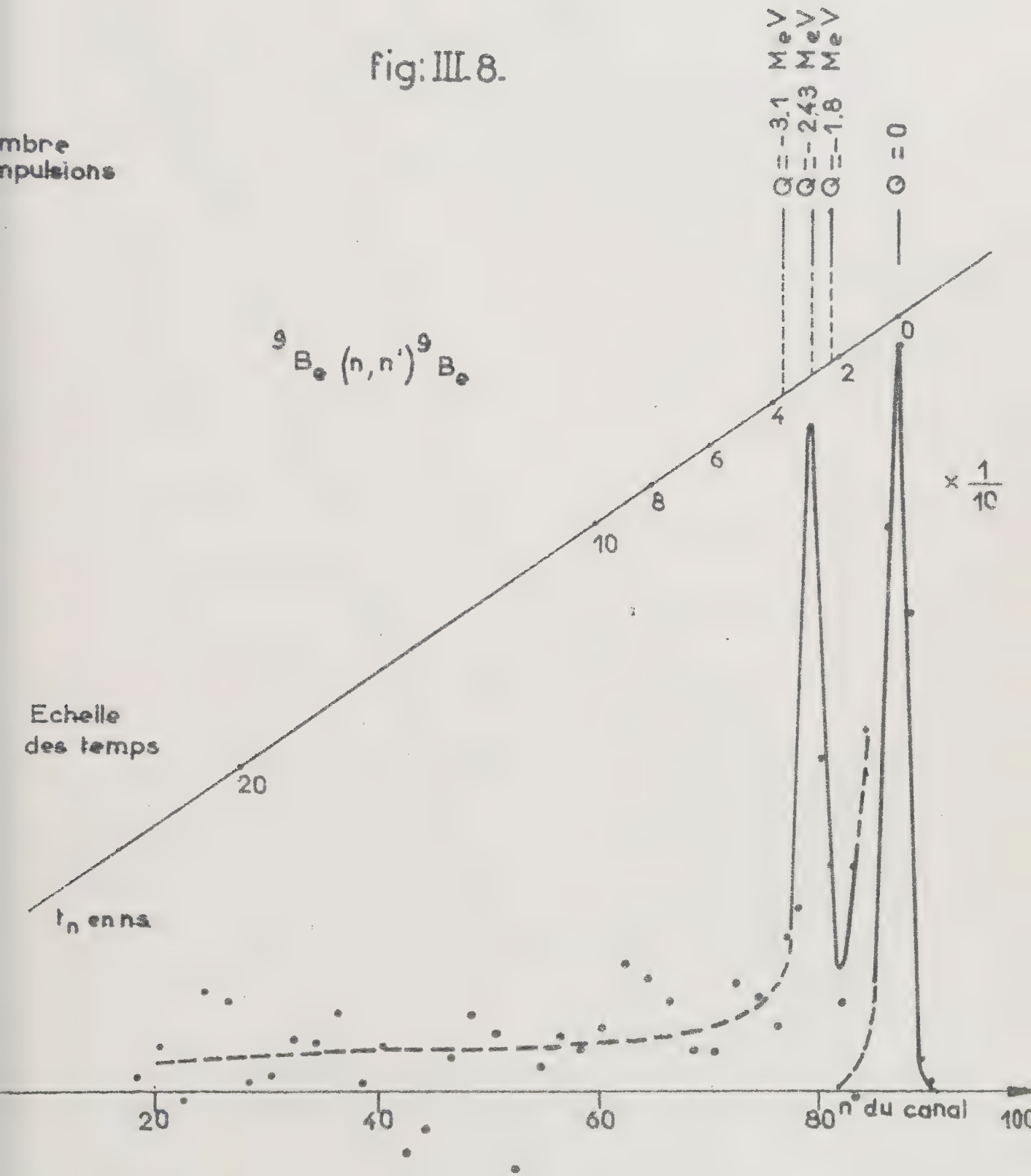
2°) Résultats expérimentaux

Nous donnons ici les résultats que nous avons obtenus et qui concernent le béryllium (RO 65), le silicium (RO 64 b) et le potassium (RO 66) . Nous y ajouterons les valeurs déjà existantes ou publiées par la suite et qui concernent ces éléments. Nous tiendrons compte des valeurs obtenues pour l'aluminium et le calcium, afin de les comparer à celles que nous présentons pour les noyaux voisins. Nous donnons aussi les valeurs de σ_T , σ_E , σ_R que l'expérience et le calcul nous ont permis d'obtenir, et les coefficients de transmission $T_{\ell j}$ calculés au moyen du code ABACUS. Toutes les valeurs numériques sont données en appendice à la fin de ce chapitre dans les tableaux III-1 à III-7.

a) réaction $^{9}Be(n,n)^{9}Be$ $\quad Q = 0$

L'application du modèle optique à un noyau aussi léger que le béryllium, soulève une difficulté d'ordre théorique. En effet, l'hypothèse de départ de ce modèle qui consiste à traiter l'interaction particule-noyau comme résultant d'un potentiel moyen, peut paraître injustifiée ici où le nombre des nucléons est faible. Malgré cela, F. BJORKLUND et S. FERNBACH (BJ 57) et R.G. SCHRANDT et al (SC 57) ont calculé les sections efficaces de diffusion élastique des neutrons rapides par le béryllium. On peut observer que si ces résultats sont concordants pour les petits angles de diffusion, par contre au delà de 60°, le désaccord est net (figure III-7).Ceci s'explique par le fait qu'à l'époque où ont été effectués ces calculs, on ne connaissait que les sections efficaces totales σ_T et de réaction σ_R . Ces deux grandeurs permettent de déterminer approximativement les paramètres du potentiel. Mais la solution de l'équation de SCHRODINGER dans le cas du modèle optique phénoménologique, n'est pas unique puisque par exemple, si on maintient constants les produits : $V_o R_o^n$ $(n \sim 1,5)$ et $W_o a^p$ $(p \sim 0,8)$ un accord également bon avec les résultats expérimentaux est obtenu en faisant varier simultanément V_o , R_o et W_o, a (CA 68). La mesure des distributions angulaires doit

fig: III. 8.


mbre
npulsions
$^{9}B_e (n,n')^{9}B_e$
Q = -3.1 MeV
Q = -2.43 MeV
Q = -1.8 MeV
Q = 0
0
2
4
6
8
10
20
× 1/10
Echelle
des temps
t_n en ns
20
40
60
80
n° du canal
100

permettre de déterminer le potentiel à utiliser. Pour le béryllium, la première de ces mesures fut faite en 1958 par NAKADA et al (NA 58) ; le domaine angulaire étudié s'étendait de 20° à 150°. Leurs résultats ont été analysés par H.F. LUTZ et al (LU 63) ; le potentiel utilisé est représenté par l'équation III - 20.

III - 20 $$U(r) = - V_o f(r) - i W_o g(r) - V_s h(r) \; . \; \vec{\ell} . \vec{\sigma}$$

avec :

$$f(r) = \left[1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1} \; ; \; g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right] ; \; h(r) = \left[-\frac{h^2}{m_\pi}\right]^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f(r)$$

$$\begin{cases} V_o = 40{,}67 \text{ MeV} \\ W_o = 22{,}3 \text{ MeV} \\ V_s = 5 \text{ MeV} \end{cases} \qquad R = r_o A^{1/3} \qquad \begin{cases} r_o = 1{,}4 \text{ fermi} \\ a = 0{,}62 \text{ fermi} \\ b = 0{,}39 \text{ fermi} \end{cases}$$

Le résultat du calcul de H.F. LUTZ et al est donné également sur la figure III-7. D'après cette figure, il est très net que les angles arrières, sont déterminants dans le choix du potentiel optique. Aussi, nous avons repris l'étude de la diffusion élastique des neutrons de 14 MeV, par le béryllium 9 ; notre appareillage nous a permis de faire des mesures dans un domaine angulaire plus étendu 10° à 172° environ. Nous donnons sur la figure III-8 un spectre de temps de vol mesuré pour $\theta = 30°$ (lab.)

Nos résultats sont donnés avec ceux de NAKADA et al sur la figure III-9. Sur cette figure, ont été tracés les résultats d'un calcul,

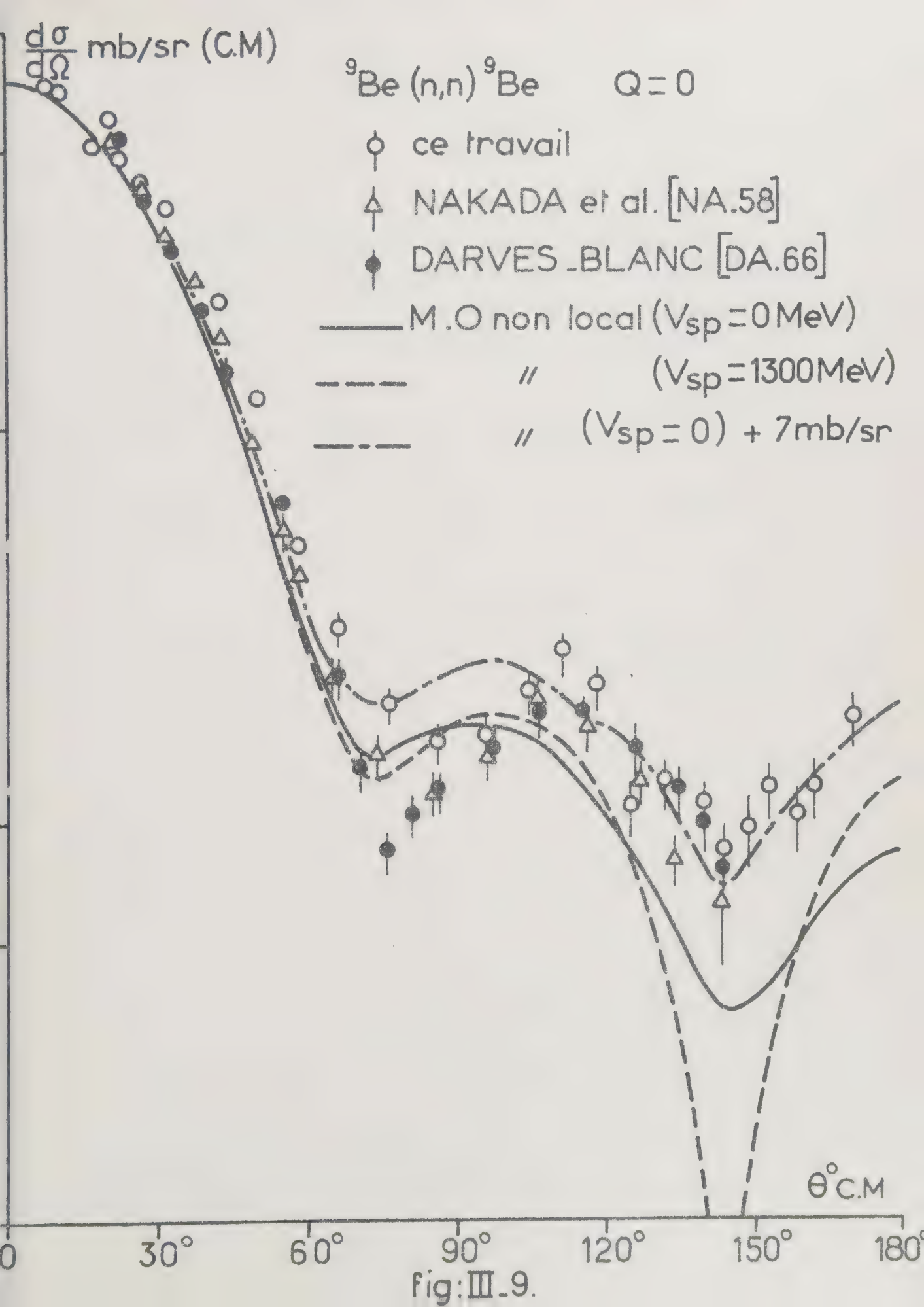

dσ/dΩ mb/sr (C.M)
⁹Be (n,n) ⁹Be Q = 0
ce travail
NAKADA et al. [NA.58]
DARVES_BLANC [DA.66]
M.O non local (Vsp = 0 MeV)
// (Vsp = 1300 MeV)
// (Vsp = 0) + 7 mb/sr
θ° C.M
0
30°
60°
90°
120°
150°
180°

fig: III_9.

effectués en collaboration avec M.LAGANIERE et S. SOMNARET. Ces calculs emploient le formalisme du potentiel non-local, utilisant la relation d'équivalence exacte, entre le potentiel non-local et le potentiel local (SO 65). Cette relation est indiquée par l'équation III-21 :

$$\text{III - 21} \qquad U_{eq}(\vec{r}) = \bar{H}(K^2)U(\vec{r},\vec{r}') - \frac{1}{4}\left(\frac{\bar{H}'(K^2)}{1+\bar{H}'(K^2)\,U(\vec{r},\vec{r}')}\right)\left[\nabla U(\vec{r},\vec{r}')\right]^2$$

$$+\frac{1}{4}\,\frac{\bar{H}'(K^2)}{1+\bar{H}(K^2\,U(\vec{r},\vec{r}')}\;\nabla^2 U(\vec{r},\vec{r}')$$

$U(\vec{r},\vec{r}')$ est un facteur multiplicatif près, le potentiel non-local de l'expression III-18 :

$$U(\vec{r},\vec{r}') = \frac{2M}{\hbar^2}\,V(\vec{r},\vec{r}')$$

Quant à la fonction $\bar{H}$ elle est proportionnelle à la transformée de FOURIER de H $(\frac{r-r'}{\beta})$ (équation III-18 bis).

$$\bar{H}(\lambda) = \int H(\vec{s}) \exp(-i\,\vec{\lambda}\,.\,\vec{s})\,d\vec{s}$$

$\bar{H}(k^2)$ représente le premier terme du développement de $H(\lambda)$ autour de $\lambda^2 = K^2$. Ce paramètre K^2 est défini par :

$$K^2 = k^2 - \bar{H}(K^2)\,U(\vec{r},\vec{r}')$$

On constate sur la figure III-9 que l'accord n'est pas très satisfaisant. Pour l'améliorer on ne peut pas jouer sur les paramètres du potentiel, puisque par son principe même, le modèle optique non-local ne

dépend pas explicitement de l'énergie. On peut penser alors, que le mécanisme de la formation du noyau composé va intervenir. Ce phénomène est bien connu et son intervention est indispensable pour des énergies de neutrons plus basses ($E_n \lesssim 6$ MeV). Pour $E_n = 14$ MeV, toutefois, ce mécanisme est souvent négligé. Le nombre de voies de sortie, devient tellement grand, que la probabilité d'obtenir une voie analogue à la voie d'entrée, est négligeable, sauf dans le cas des noyaux légers, où le nombre de niveaux connus est faible même pour une énergie d'excitation de l'ordre de 20 MeV. On se trouve alors, en présence des deux mécanismes d'interaction : la diffusion potentielle et la diffusion résonante. On écrit alors :

$$\sigma_{el}(\theta) = \sigma_{CE}(\theta) + \sigma_{SE}(\theta)$$

où $\sigma_{CE}(\theta)$ représente la diffusion potentielle. Nous maintenons pour des raisons de commodité l'abréviation anglo-saxonne (CE : compound elastic)

$\sigma_{SE}(\theta)$ est la section efficace calculée à l'aide du modèle optique (SE = shape elastic). Si enfin on formule une autre hypothèse, c'est-à-dire que $\sigma_{CE}(\theta)$ est isotrope comme cela a été suggéré par différents auteurs (PE 62), WI 64) alors on obtient un accord satisfaisant avec nos résultats expérimentaux en ajoutant à la section efficace calculée pour $V_{SP} = 0$ un terme constant correspondant à :

$$\sigma_{CE}(\theta) = 7 \pm 1{,}5 \text{ mb/sr}$$

Si notre hypothèse est vérifiée, cela correspondrait à une section efficace de diffusion élastique avec formation du noyau composé égale à :

$$\sigma_{CE} = 88 \pm 19 \text{ mb}$$

Il est possible d'évaluer théoriquement, la valeur de σ_{CE} en utilisant la méthode de HAUSER - FESHBACH. Cette méthode, basée sur la répartition statistique entre les différentes voies de sortie des neutrons évaporés, nécessite la connaissance du schéma de niveaux du noyau résiduel. Nous représentons sur la figure III-10 les niveaux du béryllium 9 indiqués par F. LAURITSEN et F. AJZNBERG - SELOVE (LA 66) qui peuvent être excités après la désintégration du noyau composé. Nous indiquons entre parenthèse, les spins des niveaux qui n'ont pas été déterminés expérimentalement, mais qui sont en accord avec les prédictions théoriques de P.D. KUNZ

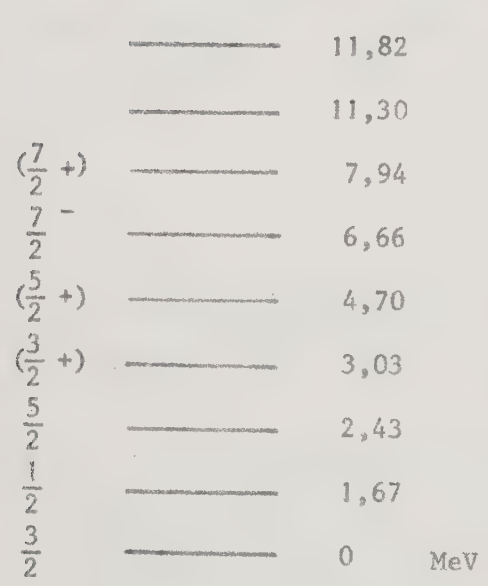


Figure III-10

Nous mettons pour le calcul l'expression indiquée par L.C. BIEDENHARN (AJ 60).

. Nous avons utilisé les coefficients de transmission T_ℓ calculés par R.G. SCRANDT (SC 57). Tenant compte de l'erreur introduite par l'imprécision sur le schéma de niveaux et l'incertitude sur les T_ℓ , nous obtenons :

$$\sigma_{CE}^{TH}(\theta) = 15 \pm 5 \text{ mb/sr}$$

Nous constatons donc, qu'en ajoutant une contribution de la désintégration du noyau composé dont la valeur est justifiée par un calcul basé sur la méthode de HAUSER - FESHBACH, nous améliorons nettement l'accord entre les résultats expérimentaux et le modèle optique non-local.

b) réactions $^{27}Al(n,n)^{27}Al$ et $^{28}Si(n,n)^{28}Si$ $\quad Q = 0$

Nous donnons dans le tableau III-2, les résultats correspondants aux expériences déjà réalisées pour l'aluminium par K YUASA (YU 58), CL. SAINT-PIERRE et al (SA 59) et G.C. BONNAZOLA et al (BO 65). Dans le

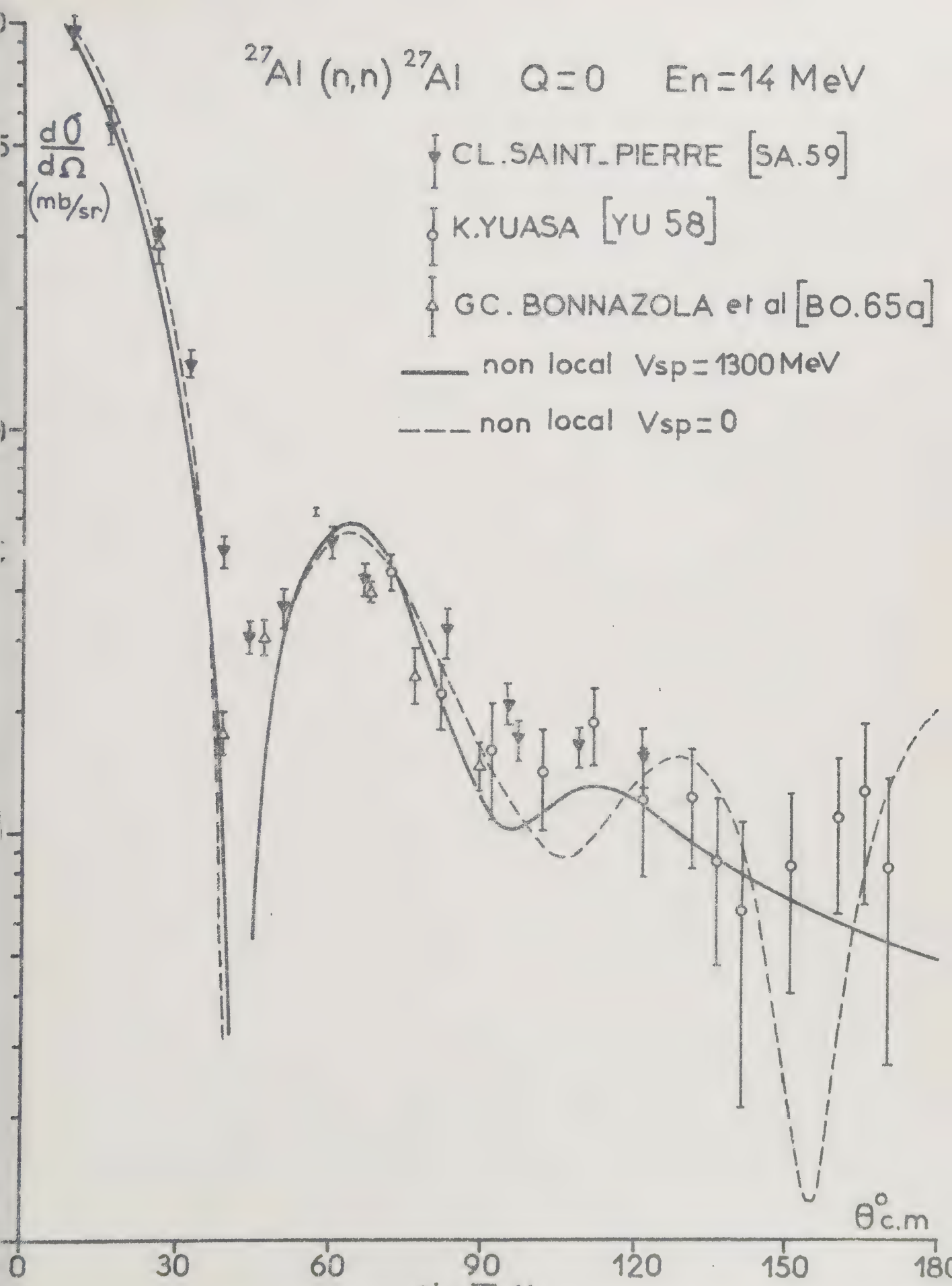

$^{27}Al\ (n,n)\ ^{27}Al$ Q=0 En=14 MeV
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
CL.SAINT_PIERRE [SA.59]
K.YUASA [YU 58]
GC. BONNAZOLA et al [BO.65a]
non local Vsp=1300 MeV
non local Vsp=0
$\theta^\circ_{c.m}$
0
30
60
90
120
150
180

fig: III .11.

tableau III-3 nous donnons nos résultats pour le silicium (RO 64 b) conjointement à ceux de CLARKE et CROSS (CL 64) et de MARTIN et al (MA 65a) dont nous avons eu connaissance en cours d'expériences. Ces résultats ont aussi été comparés comme dans le cas du béryllium aux prévisions du calcul utilisant le potentiel non-local.

En ce qui concerne l'aluminium, l'accord est assez bon (figure III-11). Ceci n'est pas surprenant à priori, puisque cet élément a servi de test à PEREY et BUCK pour la mise au point du potentiel non-local. Nous pensons cependant, qu'il y a là une difficulté. En effet, ces calculs ont été comparés à des résultats expérimentaux qui n'ont pas été corrigés pour tenir compte de la diffusion inélastique avec excitation des niveaux $\frac{1}{2}+$ et $\frac{3}{2}+$ d'énergie égale à 0,840 MeV et 1,013 MeV. Il a été montré par BONNAZOLA et al (BO 65a) que l'excitation de ce doublet n'est pas négligeable. En effet pour $\theta_{CM} = 89°30'$, la section efficace de diffusion élastique est de 15 ± 2 mb/sr, alors que pour le doublet 0,840 MeV - 1,013 MeV la section efficace d'excitation est de $1,9 \pm 0,7$ mb/sr. Ceci a été confirmé par les expériences que nous avons réalisées par ailleurs, pour la mesure des spectres γ provenant de la diffusion inélastique des neutrons et que nous exposons au chapitre IV. Il n'est pas nécessaire, dans ce cas, de faire intervenir une contribution du noyau composé. Si on doit tenir compte pour les angles arrières de la diffusion inélastique, cela ne peut que diminuer les valeurs expérimentales données sur la figure III-11 et par conséquent on ne peut qu'améliorer l'accord avec les calculs.

En ce qui concerne le silicium (figure III-12), on constate également un accord satisfaisant, qui ne serait pas amélioré de façon sensible, si on tenait compte de la formation du noyau composé. Il a d'ailleurs été montré par CLARKE et CROSS (CL 64) par un calcul statistique, que la section différentielle $\sigma_{CE}(0)$ doit être au plus de l'ordre de

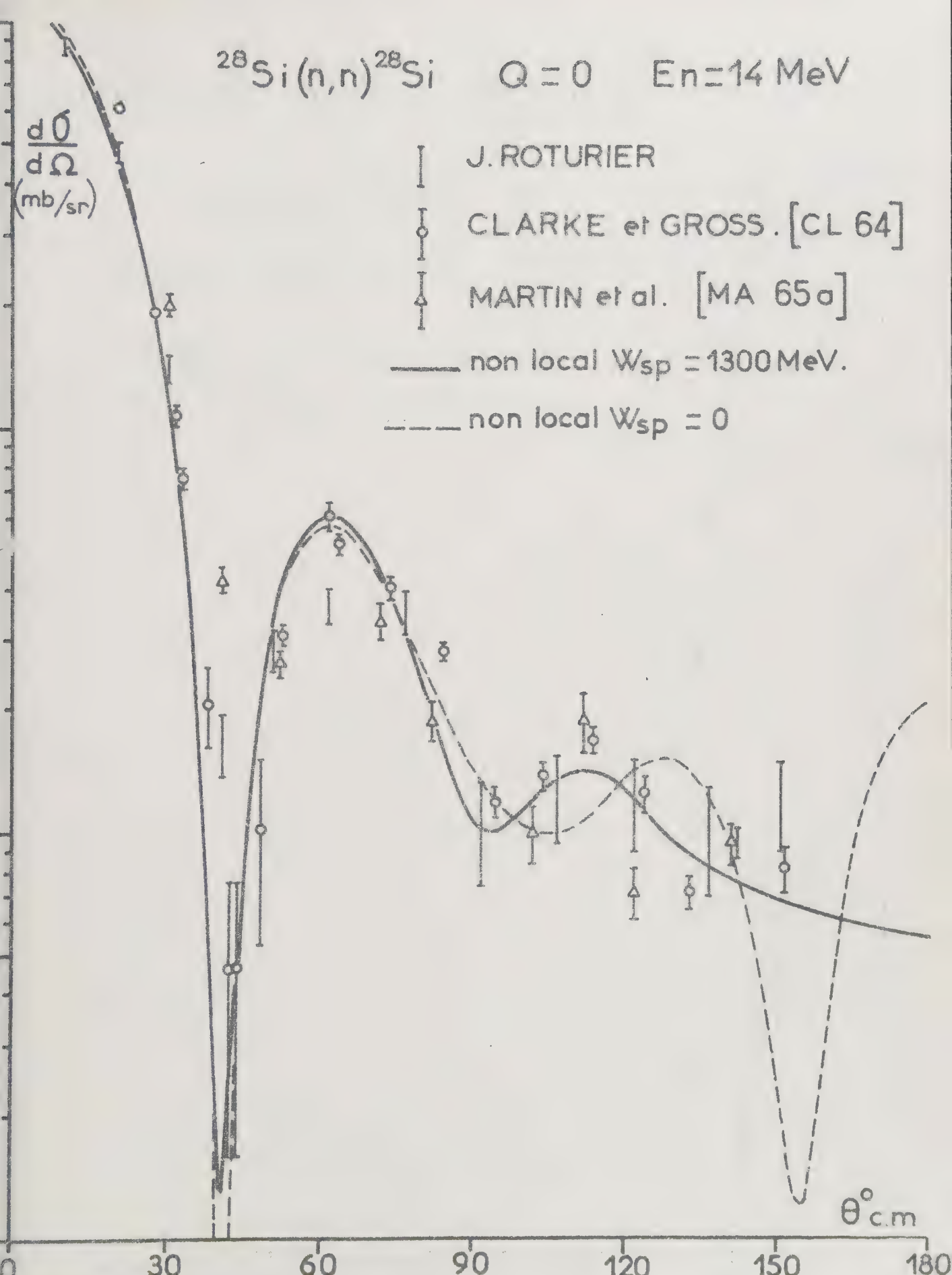

$^{28}Si(n,n)^{28}Si$ Q = 0 En = 14 MeV
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
J. ROTURIER
CLARKE et GROSS. [CL 64]
MARTIN et al. [MA 65a]
non local W_{sp} = 1300 MeV.
non local W_{sp} = 0
$\theta^\circ_{c.m}$
0
30
60
90
120
150
180

fig: III_12_

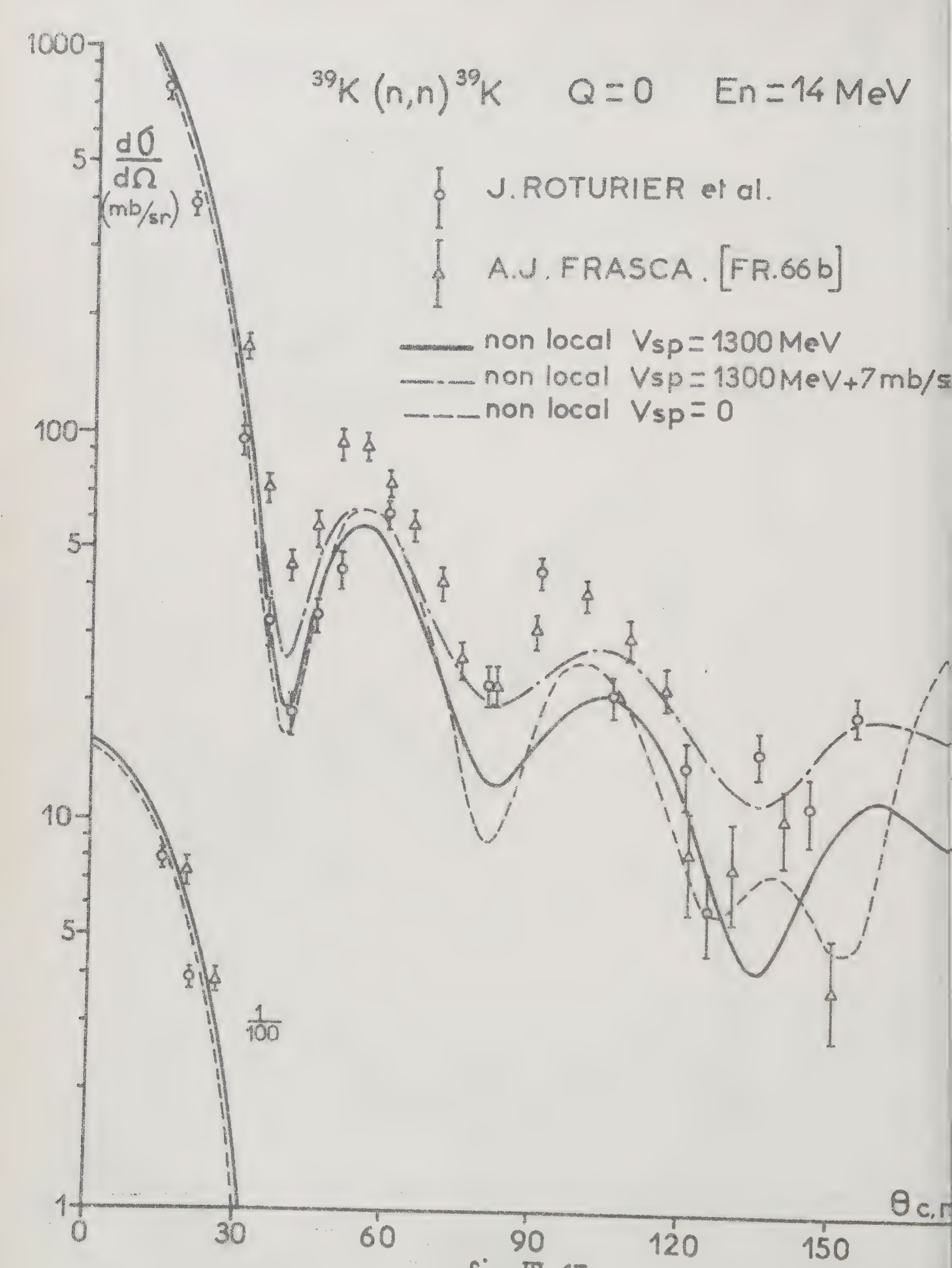

^{39}K (n,n) ^{39}K Q = 0 En = 14 MeV
J. ROTURIER et al.
A.J. FRASCA . [FR.66 b]
non local Vsp = 1300 MeV
non local Vsp = 1300 MeV+7 mb/s
non local Vsp = 0
dσ/dΩ (mb/sr)
1000
100
10
5
1
1/100
0
30
60
90
120
150
θ c.m

fig: III_13_

0,1 mb/sr pour le silicium et le soufre, et de 0,23 mb/sr pour le magnésium. L'influence du noyau composé est donc ici, absolument négligeable.

c) réactions $^{39}K(n,n)^{39}K$ et ^{40}Ca $Q = 0$

Nous donnons dans les tableaux III - 4 et III - 5 les résultats expérimentaux correspondant à nos travaux (RO 66) et à ceux de A.J. FRASCA et W. FINLAY (FR 66) pour le potassium et à ceux de W.C. CROSS et R.G. JARVIS (CR 60) pour le calcium.

Pour ces éléments, une première constation s'impose ; la valeur de σ_T calculée au moyen du modèle optique , est notablement inférieure à la valeur mesurée (tableau III-5). On peut aussi observer que pour le potassium l'accord entre la valeur calculée de $\sigma_{el}(\theta)$ et les résultats expérimentaux (figure III-13), est bien amélioré par l'addition d'un terme isotrope qui pourrait correspondre à $\sigma_{CE}(\theta) \simeq 7$ mb/sr. Mais ce résultat est assez surprenant puisque pour le calcium, un bon accord est obtenu sans faire intervenir $\sigma_{CE}(\theta)$ (figure III-14). Or ce noyau possède aussi une couche fermée en neutrons et doit avoir une densité de niveaux voisine de celle du potassium (tableau IV -2) ce qui implique que σ_{CE} soit du même ordre de grandeur. Il est également peu probable d'avoir une valeur aussi élevée de $\sigma_{CE}(\theta)$ pour le potassium, alors que pour le silicium $\sigma_{CE}(\theta) \sim 0,1$ mb/sr ; le nombre de voies de sortie du noyau composé augmentant avec le nombre de masse, $\sigma_{CE}(\theta)$ est vraisemblablement plus petit pour K que pour Si.

Nous avons alors essayé de procéder à une variation systématique des paramètres du potentiel optique en utilisant pour cela le code ABACUS (AU 62), qui permet une telle variation par une recherche automatique du χ^2 minimum défini par la relation :

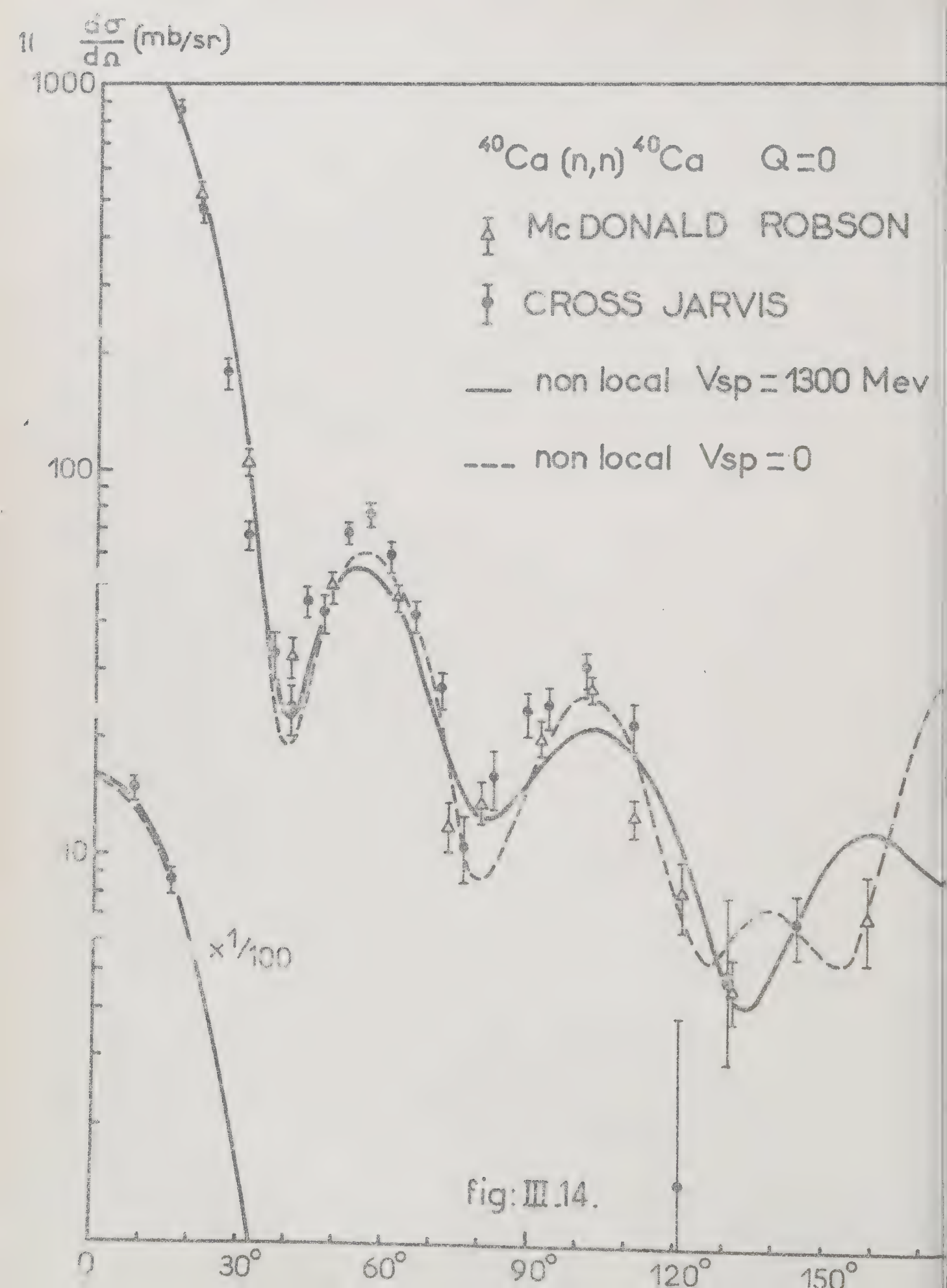

dσ/dΩ (mb/sr)
1000
100
10
40Ca (n,n) 40Ca Q=0
Mc DONALD ROBSON
CROSS JARVIS
non local Vsp = 1300 Mev
non local Vsp = 0
x 1/100
0
30°
60°
90°
120°
150°

fig: III.14.

III-22 $$\chi^2 = \sum_i Wi(\sigma_i\text{th} - \sigma_i\ \text{exp})^2 + \frac{1}{N}\sum_j W_j\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}_j\text{th} - \frac{d\sigma}{d\Omega}_j\ \text{exp}\right)^2$$

Wi et W_j sont les poids attribués à chaque terme. Ils sont pris égaux à l'inverse du carré de l'erreur expérimentale. N est le nombre d'angles où la section efficace différentielle est mesurée.

Nous avons pris comme paramètre de départ, ceux qui sont obtenus par l'approximation d'énergie locale (PE 64). Ce calcul nous a permis de retrouver la valeur de la section efficace, mais n'a pas amélioré bien au contraire, l'écart entre les valeurs calculées et mesurées de la section efficace totale.

De leur côté, W. FINLAY et al ont analysé également, leurs résultats avec un modèle optique. Ils sont parvenus au même résultat que nous quant au calcul de la section efficace totale pour K et Ca. Ceci a été également observé pour le calcium par MAC-DONALD et ROBSON (MC 64) qui ont montré que la valeur de σ_T calculée, est 1,92 b alors que la valeur mesurée est 2,25 b. Cet ensemble de résultats, confirme d'autres observations dans la diffusion de deutons par un ensemble de noyaux et des énergies allant de 11 MeV à 21,5 MeV, C.M. PERRY et F.C.J. PERRY (PE 63 a), ont en effet montré que pour la plupart des énergies considérées, la valeur du paramètre χ^2 est systématiquement plus élevée pour K et Ca que pour les autres noyaux. De leur côté G.W.GREENLESS et al (GR 66), dans une étude sur la signification physique des paramètres du modèle optique ont constaté une relation entre le rayon de la partie réelle du potentiel et le rayon du potentiel spin orbite pour plusieurs noyaux. Cette relation est toutefois mise en défaut pour le calcium. Selon ces auteurs, ceci n'est pas surprenant puisque les analyses de diffusion élastique de différentes particules pour le calcium sont relativement peu satisfaisantes.

Il semble donc que pour ce domaine de masse, le potentiel optique non-local doit être modifié. Une de ces modifications pourrait porter sur la dépendance radiale du potentiel . Il a été montré en effet, par V. GILLET et E.A. SANDERSON (GI 67) que l'état fondamental du calcium 40 ne peut être décrit que dans une proportion de 30 % par le modèle des couches. Il semble donc que l'on doive tenir compte dans l'expression du rayon nucléaire d'une déformation.

3°) Conclusions

Nous venons de voir que pour certains noyaux comme l'aluminium et le silicium, le modèle optique non-local est en bon accord avec les résultats expérimentaux, en ce qui concerne la distribution angulaire et la section efficace totale. Il en existe d'autres pour lesquels cet accord est moins bon : en particulier le potassium et le calcium. Il nous semble que pour ces noyaux, il est nécessaire d'introduire dans le potentiel optique la déformation.

Pour le béryllium nous avons vu que l'addition d'un terme isotrope à la section efficace calculée permet de diminuer les différences entre les résultats théoriques et expérimentaux. Nous avons supposé que ceci traduit la désintégration du noyau composé. Nous aurions alors :

$$\sigma_{CE} = 88 \pm 19 \text{ mb}$$

Une telle valeur est en accord avec un calcul fait en utilisant la méthode de HAUSER-FESHBACH

T A B L E A U III - 1

$^{9}Be\ (n,n)^{9}Be \qquad Q = 0 \qquad E_n = 14\ MeV$

	θ_{cm}	EXPERIENCE $\sigma(\theta) \pm \Delta\sigma$ mb/sr		THEORIE $\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 1300 MeV	$\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 0 MeV
	0			730.13	734.21
	5			713.88	718.14
°	8.83	736	10	680.57	685.19
	10			667.15	671.91
°	11.11	704	8	653.16	658.07
	15			595.63	601.13
°	16.66	519	6	567.78	573.54
°	19.9	619	6	509.45	515.74
	20			507.58	513.89
°°	21.0	537	36	488.81	495.27
°	22.19	486	7	466.21	472.84
°°°	22.19	533	32		
	25			412.35	419.36
°°	27.4	401	9.2	366.76	374.01
°	27.71	413	6	360.95	368.23
°°°	27.71	388	23		
	30			318.84	326.26
°°	32.2	314	7.9	280.18	287.64
°	33.2	373	6	263.32	270.76
°°°	33.2	284	17		
	35			234.24	241.61
°°	37.5	239	5.5	196.86	204.00
°°°	38.7	202	13		
	40			163.26	170.03
°	41.9	208	4.5	140.38	146.78
°°	42.8	170.5	4.3	130.34	136.54
°°°	44.1	140	10		
	45			107.99	113.62
°°	49.5	95.5	4.8	71.53	75.75
°	49.53	118	3.5	71.32	75.54
	50			68.20	72.25
°°°	54.9	66.5	5		
	55			41.97	44.22
°°	55.1	55.7	4.1	41.57	43.78
°°	55.4	61.6	3.7	40.38	42.48
°	58.08	51.4	2.3	31.36	32.50
°°	58.6	44.5	3.3	29.92	30.87
	60			26.49	26.96

.../...

T A B I E A U III - 1 (Suite)

	65				
°°	65.5	23.4	1.6	18.68	17.68
°°°	65.5	24.3	2.5	18.21	17.09
°	65.56	32.3	1.8	18.16	17.02
°°	65.8	23.2	1.4	17.95	16.76
	70			15.77	13.80
°°°	70.8	13.6	1.8		
°°	74.0	14.6	1.3	15.45	13.16
°°	74.3	13.1	1.3	15.47	13.17
	75			15.53	13.22
°	76.03	19.5	2.2	15.66	13.36
°°°	76.03	8.6	1.0		
	80			16.39	14.35
°°°	81.2	10.7	1.4		
	85			17.38	16.10
°°	85.4	12.1	1.3	17.44	16.25
°°	85.8	11.6	1.1	17.51	16.39
°	86.32	16.5	2.1	17.58	16.57
°°°	86.32	12.6	1.6		
	90			17.96	17.74
	95			17.95	18.80
°°	96.1	14.9	2.4	17.86	18.93
°	96.42	16.8	2	17.83	18.96
°°°	96.42	16.3	2.5		
	100			17.32	19.03
°	104.23	21.8	2.3	13.34	18.48
	105			16.12	18.31
°°	106.2	20.9	1.6	15.77	17.99
°°°	106.2	18.8	2.1		
	110			14.49	16.64
°	111.20	27.7	2.1	14.04	16.11
	115			12.53	14.17
°°	116.0	18.3	1.9	12.12	13.60
°	118.43	23.2	2.3	11.09	12.15
	120			10.42	11.16
	125			8.31	7.97
°	125.56	11	2	8.08	7.62
°°°	125.56	16.4	2		
°°	126.8	18.1	1.5	7.59	6.85
	130			6.40	4.99
°	132.58	12.8	2	5.54	3.68
°°	133.6	8.1	1.6	5.24	3.21
°°°	134.9	12.4	1.9		
	135			4.85	2.64
°	139.53	11.4	1.8	3.89	1.30
°°°	139.53	10	1.3		
	140			3.82	1.22

.../...

T A B L E A U III-1 (Suite)

°°	143.3	6.9	2.6	3.47	0.89
°	144.12	8.6	1.9	3.42	0.89
°°°	144.12	8.1	1.1		
	145			3.39	0.92
°	148.68	9.8	2	3.47	1.43
	150			3.57	1.75
°	153.20	12.3	2	3.97	2.80
°°°	153.20	7.3	1		
	155			4.27	3.53
°	157.71	10.2	1.8	4.81	4.78
	160			5.33	5.92
°	162.19	12.4	2	5.84	7.05
	165			6.51	8.48
	170			7.59	10.73
°	171.11	18.7	3	7.78	11.15
	175			8.32	12.27
°	180			8.59	12.82

° ce travail

°° M.P. NAKADA et al (NA 58)

°°° R. DARVES-BLANC (DA 67)

T A B L E A U III - 2

$^{27}Al\ (n,n)^{27}Al$ Q = 0 E_n = 14 MeV

	EXPERIENCE			THEORIE	
	θ_{cm}	$\sigma(\theta) \pm \Delta\sigma$ mb/sr		$\sigma(\theta)$ non local VSP = 1300 MeV	$\sigma(\theta)$ non local VSP = 0 MeV
	0			1135.59	1182.04
	5			1081.06	1124.38
	10			930.33	965.25
ooo	11·25	926	70		
	15			717.71	741.50
ooo	18.50	542	40		
	20			487.93	500.90
	25			282.72	287.57
o	26	290	29	247.41	251.07
ooo	26.06	297	17		
	30			130.07	130.49
ooo	32.08	141·2	10·9		
	35			39.51	38.64
ooo	38·77	49·1	4·7		
o	39	18	2	7.38	6.75
	40			3.90	3.40
ooo	43.90	29.8	3,3		
	45			5.82	5.80
o	47	31	3	12.54	12.52
	50			25.24	24.94
ooo	50.91	36.4	3.5		
	55			45.79	44.48
o	57	63	1	51.92	50.17
o	60			57.85	55.59
ooo	60.43	51.7	4.3		
	65			58.75	56.45
o	68	40	2	54.75	53.07
	70			50.76	49.75
oo	71.99	45.1	4.4	46.10	45.91
ooo	73.43	43.1	3.6		
	75			38.42	39.67
o	76.30	25	4	35.08	36.96
	80			26.19	29.70
	82.09	22.3	4.1	21.89	26.06
ooo	83.1	32.5	3.5		
	85			17.03	21.67
o	89.30	15	2	12.41	16.62
	90			11.94	15.95
oo	92.12	16.0	5	10.92	14.13
ooo	94.6	21.3	3.1		
	95			10.39	12.14

.../...

T A B L E A U III - 2 (Suite)

ooo	97	17,4	2,3			
	100				10.98	9.83
oo	102.09	14.3	4		11.49	9.26
	105				12.22	8.87
ooo	109,1	16,3	2,8			
	110				13.07	9.30
oo	111.99	19.0	3.9		13.17	9.84
	115				13.06	10.99
	120				12.30	13.34
ooo	120.8	15,3	3,2			
oo	121.84	12.2	4.3		11.90	14.17
	125				11.14	15.32
	130				9.97	15.81
oo	131.62	12.4	4		9.63	15.51
	135				9.00	14.14
oo	136.50	8.5	3.8		8.77	13.22
	140				8.29	10.52
oo	141.36	6.5	4.4		8.13	9.32
	145				7.75	6.06
	150				7.26	2.46
oo	151.06	8.4	4.3		7.15	1.96
	155				6.75	1.25
	160				6.24	3.15
oo	160.72	11.1	4.6		6.17	3.67
	165				5.78	7.68
oo	165.55	12.9	6.2		5.73	8.27
	170				5.42	13.24
oo	170.37	8.4	5.7		5.39	13.63
	175				5.19	17.75
	180				5.12	19.47

o G.C. BONNAZOLA et al (BO 65a)
oo K. YUASA (YU 58)
ooo Cl. SAINT-PIERRE et al (SA 59)

T A B L E A U III - 3

$^{28}Si\ (n,n)^{28}Si$ Q = 0 E_n = 14 MeV

θ_{cm}	EXPERIENCE $\sigma(\theta)$	$\pm\ \Delta\sigma(\theta)$ mb/sr	THEORIE $\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 1300 MeV	$\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 0 MeV
° 0			1147.87	1208.87
° 5			1091.22	1148.66
° 10.30	880	45	924.57	970.20
° 20.71	485	23	452.46	467.75
°°° 21	618	19	439.60	454.16
°° 28	195.0	5.0	177.86	179.44
°°° 31	204	11	101.70	100.68
° 31.03	141	12	101.06	100.00
°° 32	109.0	5.0	81.52	79.98
°° 33.5	76.0	4.0	55.98	53.96
°° 38.5	21.3	5.0	7.95	6.21
°°° 41	42.5	2.9	1.43	0.41
° 41.33	16.6	3	1.25	0.33
°° 42.5	4.6	3.0	1.65	1.09
°° 44	4.6	3.0	4.25	4.13
°° 49	10.3	5.0	23.05	23.77
° 51.54	28.4	3.5	34.50	35.17
°°° 52	26.3	2.1	36.50	37.12
°° 53	31.0	1.0	40.68	41.17
° 61.79	36.5	4	60.48	59.06
°°° 62	62.2	4.0	60.52	59.06
°° 64	52.0	2.0	59.92	58.21
°°° 72	33.4	3.3	44.88	44.20
°° 74	41.0	2.0	39.54	39.60
° 77	35.8	4	31.59	32.94
°°° 82	19.0	2.0	20.34	23.68
°° 84.5	28.0	1.0	16.21	20.18
° 92.07	10.5	3	10.32	13.62
°° 94.5	12.1	1.0	10.16	12.44
°°° 102	10.1	1.6	12.14	10.34
°° 104	13.9	1.0	12.81	10.10
° 107.00	12.5	3	13.62	10.02
°°° 112	19.3	3.2	14.12	10.66
°° 114	17.0	1.2	13.99	11.19
° 121.79	12	3	12.16	14.03
°°° 122	7.2	1.1	12.099	14.10
°° 124	12.6	1.2	11.43	14.74

.../...

T A B L E A U III - 3 (Suite)

°°	133	7.2	0.7	8.80	14.61
°	136.46	10	3	8.14	12.83
°°°	141	9.4	1.1	7.58	9.30
°°	142	9.6	0.8	7.49	8.43
°	151.03	12	3	6.98	1.80
°°	151.5	8.3	1.0	6.96	1.62
°	160			6.44	3.31
°	165.03	7		6.09	8.20
°	170			5.78	14.09
°	180			5.48	20.73

° ce travail
°° CLARKE and GROSS (CL 67)
°°° MARTIN et al (MA 65 a)

T A B L E A U III - 4

^{39}K (n,n) ^{39}K Q = 0 E_n = 14 MeV

	EXPERIENCE		THEORIE	
θ_{cm}	$\sigma(\theta) \pm \Delta\sigma$ mb/std		$\sigma(\theta)$ non local	$\sigma(\theta)$ non local
0			1544.99	1500.72
5			1458.18	1416.90
10			1222.26	1188.89
15			900.95	877.47
° 15.38	790	20	875.28	852.85
20			572.61	558.75
° 20.50	388	20	542.14	529.08
°° 20.6	740	35		
25			302.67	295.18
°° 25.6	397	13		
30			125.09	120.60
° 30.73	96	8	107.23	102.96
°° 30.9	168	10		
35			39.04	35.48
° 35.84	33	4	31.98	28.51
°° 36.0	73	5.6		
40			19.18	16.46
° 40.94	19	2	20.07	17.63
°° 41.1	45.8	3.2		
45			31.93	31.35
° 46.04	34	2	35.90	35.95
°° 46.1	57.4	4.6		
50			49.62	52.41
° 51.13	44	2	52.50	56.09
°° 51.3	94	5.5		
55			57.38	63.36
°° 56.2	93.2	6.4		
60			52.68	59.92
° 61.27	63	3	50.00	57.11
°° 61.5	74.1	3.8		
65			40.36	46.04
°° 66.3	57.8	9		
70			27.01	29.03
°° 71.6	40.7	2.9		
75			17.29	15.52
°° 76.4	25.9	2.3		
80			12.78	9.17
° 81.45	23	2	12.37	8.77
°° 81.7	22.6	2.1		

.../...

T A B L E A U III - 4 (Suite)

	85			12.69	10.10
	90			15.13	15.62
°	91.47	44	2	16.04	17.54
°°	91.7	31.1	2.8		
	95			18.18	21.80
	100			20.39	25.22
°°	102	37.6	3.4		
	105			20.90	24.26
°	106.42	21	2	20.68	23.23
	110			19.43	19.57
°°	112	29.5	2.7		
	115			16.24	13.43
°°	116	21.7	2.9		
	120			12.11	8.42
°	121.27	14	2	11.03	7.54
°°	122	8.3	2.5		
	125			8.09	6.05
°°	126	6.0	1.3		
	130			5.20	6.14
°°	131	7.8	2.3		
	135			4.11	7.16
°	136.04	15	2	4.12	7.32
	140			4.84	7.44
°°	141	10.4	1.9		
	145			6.81	6.34
°	145.84	11	2	7.20	6.06
	150			9.10	4.77
°°	151	3.4	2.0		
	155			10.79	4.70
°	155.62	19	2	10.93	4.89
	160			11.38	7.77
	165			10.85	14.20
	170			9.70	22.25
	175			8.61	28.96
	180			8.18	31.56

° Ce travail
°° W. FINLAY et al
°°° A.J. FRASCA et al (FR 66)

T A B L E A U III - 5

$^{40}Ca\ (n,n)^{40}Ca \qquad Q = 0 \qquad E_n = 14\ MeV$

EXPERIENCE			THEORIE	
θ_{cm}	$\sigma(\theta) \pm \Delta\sigma$ mb/sr		$\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 1300 MeV	$\sigma(\theta)$ non local V_{SP} = 0 MeV
0			1598.11	1544.76
5			1508.27	1457.36
oo 8	1480	98	1376.77	1330.86
10			1264.23	1222.54
15			932.21	902.59
oo 16	860	60	862.69	835.30
20			593.43	575.27
o 20.9	534	23	537.39	521.01
oo 21	480	34	531.31	515.12
25			315.38	305.48
oo 26.7	178	16	241.95	233.92
30			132.67	127.06
o 31.1	106	7	105.72	100.61
oo 31.7	68	6	92.91	88.16
35			43.86	39.75
oo 37	33	5	29.15	25.33
40			22.44	19.17
o 40.4	32.7	4	22.58	19.41
oo 40.5	24.5	3.3	22.65	19.51
oo 43.5	45.7	4.2	28.87	26.79
45			33.83	32.49
oo 47	63	5	40.85	40.71
o 49	51	3.5	47.24	48.48
50			49.93	51.89
oo 52	69	5	53.94	57.36
55			56.08	61.46
oo 56	77	6	55.77	61.67
60			50.20	57.26
oo 61	60	5	47.98	55.05
o 62.2	46.9	2.9	45.03	51.95
65			37.49	43.39
oo 66	42	4	34.73	40.08
70			24.58	26.97
oo 71.2	27	3	22.01	23.40
o 73.3	12	1.7	18.22	17.91
75			15.86	14.30
oo 76.2	10.6	2.1	14.58	12.27
o 80	13.9	1.7	12.48	8.75
oo 82.5	16.1	2.8	12.48	8.75

.../...

T A B L E A U III - 5 (Suite)

	85			13.25	10.29
°°	89.5	23.6	3.2	15.75	15.54
	90			16.07	16.22
°	92.4	20.9	2.0	17.57	19.48
°°	93.5	24.5	3.2	18.22	20.90
	95			19.04	22.64
	100			20.90	26.11
°°	101.5	30.6	3.5	21.13	26.26
°	102.6	27.7	1.8	21.19	26.10
	105			21.00	24.99
	110			19.24	19.96
°	111.2	12.8	1.4	18.57	18.41
°°	111.2	22.2	3.3		
	115			15.94	13.40
	120			11.83	8.05
°°	121.2	<3.9			
°	121.6	8.2	1.7	10.51	6.91
	125			7.91	5.56
	130			5.15	5.79
°°	131	5.5	2.5	4.81	6.03
°	131.8	4.7	0.9	4.59	6.25
	135			4.20	7.13
	140			5.07	7.77
°	144.5	7.0	1.3	6.95	7.05
	145			7.19	6.91
	150			9.60	5.40
	155			11.36	5.24
°	159.1	7.4	1.9	11.91	7.40
	160			11.91	8.21
	165			11.27	14.62
	170			9.96	22.76
	175			8.73	29.59
	180			8.25	32.25

° Mc DONALD - ROBSON (MC 64)
°° CROSS et JARVIS (CR 60)

T A B L E A U III - 6

DETERMINATION DE σ_T, σ_E, σ_R [x] (en barns)

		EXPERIENCE			THEORIE (V_{SP} = 1300 MeV)			(M.O. NON LOCAL) V_{SP} = 0 MeV		
		σ_T	σ_E	$\sigma_R = \sigma_T - \sigma_E$	σ_T	σ_E	σ_R	σ_T	σ_E	σ_R
^{9}Be	a	1,49 ± 0,04	1,02 ± 0,07		1,456	0,812	0,644	1,460	0,826	0,635
	b		0,94 ± 0,05							
	c		0,95 ± 0,07							
	d	1,51 ± 0,03								
^{27}Al	a	1,73 ± 0,07			1,687	0,681	1,006	1,725	0,698	1,028
	e	1,73 ± 0,02	0,67 ± 0,03	1,00 ± 0,01						
	f	1,73 ± 0,06	0,83 ± 0,04	0,90 ± 0,10						
^{28}Si	a	1,86 ± 0,05			1,696	0,678	1,018	1,743	0,659	1,04
	g	1,83	0,75 ± 0,07	1,06 ± 0,06						
^{39}K	a	2,25 ± 0,06	0,780 ± 0,060	1,47 ± 0,12	1,951	0,777	1,174	1,924	0,772	1,152
	h		1,038 ± 0,057							
^{40}Ca	i	2,24 ± 0,03	0,93 ± 0,10	1,36 ± 0,02	1,99	0,80	1,19	1,95	0,79	1,17
	j		0,82 ± 0,07							
	h		0,918 ± 0,052							

[x] E_n = 14 MeV

a ce travail
b NA 58
c DA 66
d BR 58
e CO 58
f SA 59
g CL 64
h FR 66b
i MC 64
j CR 60

T A B L E A U III - 7

COEFFICIENTS $T_{\ell j}$ POUR DES NEUTRONS DE 14 MeV CORRESPONDANT A LA TRAVERSEE DE DIFFERENTS NOYAUX CALCULES AU MOYEN DU CODE ABACUS (x)

L	J	T (L,J)						
		Be	Mg	Aℓ	Si	S	K	Ca
0	0,5	$\bar{1}$;78919	$\bar{1}$;61821	$\bar{1}$;62165	$\bar{1}$;62687	$\bar{1}$;62299	$\bar{1}$;73982	$\bar{1}$;74914
	0,5	$\bar{1}$;62039	$\bar{1}$;83998	$\bar{1}$;82261	$\bar{1}$;81297	$\bar{1}$;76514	$\bar{1}$;67889	$\bar{1}$;66905
1								
	1,5	$\bar{1}$;59994	$\bar{1}$;79076	$\bar{1}$;76309	$\bar{1}$;75281	$\bar{1}$;70888	$\bar{1}$;64598	$\bar{1}$;63990
	1,5	$\bar{1}$;99765	$\bar{1}$;60123	$\bar{1}$;64066	$\bar{1}$;66010	$\bar{1}$;74975	$\bar{1}$;86157	$\bar{1}$;86965
2								
	2,5	$\bar{1}$;83485	$\bar{1}$;66551	$\bar{1}$;72248	$\bar{1}$;74097	$\bar{1}$;79975	$\bar{1}$;82609	$\bar{1}$;82461
	2,5	$\bar{1}$;32515	$\bar{1}$;91841	$\bar{1}$;82640	$\bar{1}$;79471	$\bar{1}$;68059	$\bar{1}$;57319	$\bar{1}$;56862
3								
	3,5	$\bar{1}$;65041	$\bar{1}$;65799	$\bar{1}$;60798	$\bar{1}$;59660	$\bar{1}$;57642	$\bar{1}$;62282	$\bar{1}$;63460
	3,5	$\bar{2}$;33068	$\bar{1}$;46391	$\bar{1}$;61229	$\bar{1}$;66111	$\bar{1}$;82879	$\bar{1}$;93032	$\bar{1}$;92229
4								
	4,5	$\bar{2}$;50412	$\bar{1}$;90491	$\bar{1}$;93145	$\bar{1}$;91747	$\bar{1}$;81749	$\bar{1}$;64783	$\bar{1}$;62953
	4,5	$\bar{3}$;31382	$\bar{2}$;52379	$\bar{2}$;75209	$\bar{2}$;84525 (xx)	$\bar{1}$;12908	$\bar{1}$;25093	$\bar{1}$;26831
5								
	5,5	$\bar{3}$;37652	$\bar{1}$;10285	$\bar{1}$;16493	$\bar{1}$;19187	$\bar{1}$;33167	$\bar{1}$;66557	$\bar{1}$;69689
	5,5	$\bar{4}$;27613	$\bar{3}$;54266	$\bar{3}$;78407	$\bar{3}$;88776	$\bar{2}$;13555	$\bar{2}$;26485	$\bar{2}$;28347
6								
	6,5	$\bar{4}$;29773	$\bar{3}$;74450	$\bar{2}$;11372	$\bar{2}$;13099	$\bar{2}$;21752	$\bar{2}$;50341	$\bar{2}$;54968
	6,5	$\bar{5}$;21352	$\bar{4}$;54433	$\bar{4}$;80135	$\bar{4}$;92122	$\bar{3}$;14238	$\bar{3}$;28065	$\bar{3}$;30184
7								
	7,5	$\bar{5}$;21869	$\bar{4}$;63155	$\bar{4}$;95698	$\bar{3}$;11089	$\bar{3}$;17867	$\bar{3}$;38241	$\bar{3}$;41471
	7,5		$\bar{5}$;49571	$\bar{5}$;75329	$\bar{5}$;88868	$\bar{4}$;13955	$\bar{4}$;28338	$\bar{4}$;30873
8								
	8,5		$\bar{5}$;52961	$\bar{5}$;81846	$\bar{5}$;96728	$\bar{4}$,15578	$\bar{4}$;33130	$\bar{4}$;36188
9	8,5						$\bar{5}$;26210	$\bar{5}$;29070
	9,5						$\bar{5}$;28257	$\bar{5}$;31394

x L'inclusion du terme spin orbite conduit à calculer pour chaque valeur de ℓ deux coefficients T_ℓ notés T_ℓ^+ et T_ℓ^- selon que $j = \ell \pm \frac{1}{2}$

xx $2,84525 = 0,84525.10^{-2}$

C H A P I T R E IV

DIFFUSION INELASTIQUE ET REACTIONS NUCLEAIRES A(n,x)B::

A - INTRODUCTION

Au début de ce travail, nous avons tenté d'évaluer la section efficace de formation du noyau composé dans la diffusion élastique. Nous avons montré au chapitre précédent que l'intervention de ce mécanisme est possible dans le cas de la diffusion des neutrons rapides par le béryllium. Nous proposons maintenant d'étudier le mécanisme de réaction qui conduit à la diffusion inélastique. Nous tenterons dans ce cas d'évaluer la section efficace de formation du noyau composé.

En effet, il a été montré (SE 66) que les spectres des neutrons ayant subi une diffusion inélastique, sont qualitativement en accord avec le spectre déduit de l'application du modèle statistique à la théorie du noyau composé. De façon extrêmement simplifiée la distribution du nombre de neutrons ainsi "évaporés" avec une énergie E peut être représenté par une fonction maxwellienne :

IV - 1 $$N(E)dE \sim E \exp(-E/T)\, dE$$

T est la température nucléaire ; elle est de l'ordre de 1 à 2 MeV dans les noyaux légers et elle varie selon l'énergie d'excitation.

:: x représente ici une particule chargée. Le cas particulier de la capture radiative A(n,γ)B sera étudié au chapitre V

Soient :

E_s l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau $_ZB^{N+1}$

$\mathcal{E}_n$ l'énergie des neutrons incidents

$E^{\ast}$ l'énergie d'excitation du noyau $_ZA^N$

$\mathcal{E}^{\ast}$ l'énergie d'excitation du noyau composé $_ZB^{N+1}$

E l'énergie des neutrons "évaporés"

Si le spectre des neutrons évaporés est représenté par la relation IV - 1, la probabilité de formation $\mathcal{N}(E^{\ast})$ d'un niveau du noyau $_7A^N$ d'énergie d'excitation $E^{\ast}$ va être régie par La relation complémentaire Nous représentons sur la figure IV - 1, la variation de cette probabilité de formation $\mathcal{N}(E^{\ast})$.

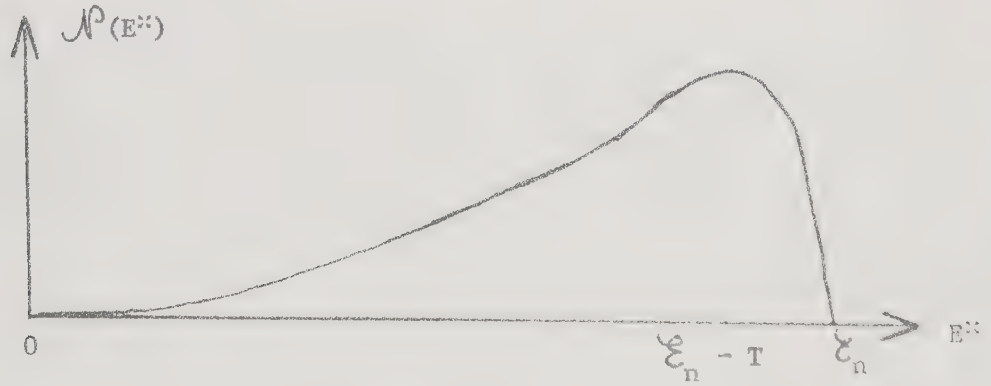


Figure IV - 1

Quand un neutron d'énergie E est évaporé, le noyau résiduel est laissé dans un état excité d'énergie $E^{\ast} = \mathcal{E}_n - E$. Le spectre des photons de désexcitation d'énergie E_γ de ce niveau $E^{\ast}$ reflètera la section efficace de formation du noyau composé. Ce spectre de rayonnements γ est déterminé d'une part par la densité de niveaux $W(E^{\ast})$, et d'autre part par la largeur du niveau $\Gamma_\gamma(E)$:

$$N(E_\gamma)\, dE_\gamma \sim W(E_\gamma)\, \Gamma_\gamma(E_\gamma)\, dE_\gamma$$

Selon N. STARFELT (ST 64), une valeur approximative pour $\Gamma_\gamma(E_\gamma)$ est obtenue en prenant la valeur proposée par WEISSKOPF pour les transitions E1 et,si on s'intéresse seulement au premier rayonnement de la cascade, on aura :

$$N(E_\gamma) \sim E_\gamma^3 \, W(E_\gamma) \, dE_\gamma$$

Bien que nous n'ayions considéré jusqu'ici que l'évaporation des neutrons, une explication analogue peut être proposée pour les autres réactions énergétiquement possible : (n,p) , (n,d) , (n,α)... On peut cependant observer que dans le cas de l'évaporation de particules chargées, la barrière coulombienne tend à réduire la probabilité d'émission des particules peu énergétiques. C'est ainsi, que dans le cas de la réaction $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Mg$ étudiée par M. BORMAN et al (NE 65), K. BREUER et al (NE 65), B. LEROUX(LE68), il a été montré que le spectre des particules α émises est en accord avec la théorie statistique . Le maximum de la distribution correspond à une énergie de l'ordre de $B_\alpha + T$ (B_α est la hauteur de la barrière coulombienne). Nous avons rassemblé sur le tableau IV -1, les valeurs des chaleurs de réaction , la hauteur de la barrière coulombienne B_p , B_α , et les sections efficaces des réactions (n,p) , (n,α) qui sont en général les plus importantes. Si la théorie statistique s'applique, le spectre des particules chargées présente un maximum pour une énergie $\sim B + T$. La probabilité de formation du niveau d'énergie E^* dans le noyau résiduel, sera maximum pour :

$$E^* = \mathcal{E}_n + Q - (B + T)$$

On peut constater d'après le tableau IV - 1 que les niveaux qui pourront ainsi être atteints auront en général une énergie de l'ordre de 6 à 8 MeV.

T A B L E A U IV - 1

CARACTERISTIQUES DES REACTIONS (n,p) , (n,α) ,(n, 2n) SUR LES NOYAUX 1d - 2s ($\mathcal{E}_n$ = 14 MeV)

NOYAU CIBLE	$\sigma_{n,p}$ [a] mb	$Q_{n,p}$ [b] MeV	B_p [c] MeV	E^x MeV	$\sigma_{n,\alpha}$ [a] mb	$Q_{n,\alpha}$ [b] MeV	B_α [c] MeV	E^x MeV	$\sigma_{n,2n}$ [d] mb	$Q_{n,2n}$ [b] MeV	E^x MeV
^{19}F	20 ± 1,3	- 4,0	2,5	5,5	15 ± 5	- 1,5	4,2	6,3		- 10,4	1,6
^{23}Na	42 ± 2	- 3,6	2,9	5,5	135 ± 13	- 3,9	5,0	3,1	21,2	- 12,4	
^{24}Mg	185 ± 10	- 4,7	3,0	4,3		- 2,5	5,2	4,3	0	- 16,5	
^{25}Mg	49 ± 6	- 3,0	3,1	5,9		+ 0,5	5,4	7,1	13,2	- 7,3	
^{26}Mg		- 7,8	3,2	1,1	84 ± 6	- 5,4	5,5	1,1	206	- 11	
^{27}Al	57 ±	- 1,8	3,2	7,0	130 ± 5 118 ± 8	- 3,1	5,8	3,1	3,1	- 13,1	
^{28}Si	440 ± 50 320 ± 40	- 3,9	3,4	4,7		- 2,7	5,9	3,4	0	- 17 2	
^{31}P	142 ± 15	- 0,7	3,6	7,7	120 ± 17	- 1,9	6,3	2,8	3,3	- 12,3	
^{32}S	245 ± 10	- 0,9	3,7	7,4		+ 1,5	6,4	7,1	0	- 15,1	
^{34}S	78 ± 7	- 4,3	3,8	3,9		- 1,3	6,7	4,0	116	- 11,4	0,6
^{35}Cl		+ 0,6	4,0	8,6		+ 0,9	7,0	5,9	2,8	- 12,6	
^{37}Cl	18 ± 7	- 4,0	4,1	3,9		+ 2,5	7,2	7,3	355	- 10,3	+ 1,7
^{39}K	350 ± 8	+ 0,2	4,2	8,0	83 ± 12	+ 1,4	7,4	6,0	1,5	- 13,1	
^{40}Ca		- 0,5	4,3	7,2		+ 1,8	7,6	6,2	0	- 15,6	

a (JE 66) b (MA 66) c (MA 60b) d (PE 67)

D'autres réactions sont possibles : la capture radiative et la réaction (n, 2 n). La section efficace (n, γ) est faible ($\sim$ 1 mb) comme nous le verrons au chapitre V. Quant à la réaction (n, 2n), par suite de l'énergie nécessaire pour la produire, elle se traduira par la formation d'états du noyau résiduel qui auront aussi une énergie d'excitation de quelques MeV (tableau IV - 1).

En résumé, si on s'intéresse aux spectres de rayonnements γ de désexcitation des niveaux résultant de la désintégration du noyau composé, on s'attend à observer un grand nombre de raies s'étendant jusqu'à l'énergie $\mathscr{E}_n$. Par suite des circonstances expérimentales le spectre mesuré sera continu et aura la forme donnée sur la figure II - 14 pour les raisons que nous avons indiquées au chapitre II. Nous pensons que ce spectre provient uniquement de la diffusion inélastique puisque nous venons de montrer que pour les autres réactions, les niveaux E^{*} ont une énergie de quelques MeV et que dans ce cas les raies correspondant aux transitions γ sont bien séparées les unes des autres.

Nous venons de faire une première hypothèse : la contribution des réactions nucléaires autres que la diffusion inélastique se traduit par des raies γ aisément identifiables alors que dans le cas de la diffusion (n,n') on doit observer un spectre γ quasi-continu. Nous proposons maintenant une deuxième hypothèse : l'excitation des niveaux d'énergie E^{*} par interaction directe, est de moins en moins probable quand E^{*} augmente. Selon W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER (PI 61) dans une réaction nucléaire produite par interaction directe, les éléments de matrice de la réaction sont voisins de ceux qui correspondent à la transition γ entre les états considérés. Par conséquent, si le rapport d'embranchement des désexcitations du niveau E^{*} vers l'état fondamental par rapport aux autres états est faible, il est vraisemblable que la diffusion inélastique excitant ce niveau E^{*} sera peu importante. Nous avons évalué ces rapports d'embranchement P dans le cas du silicium, pour le domaine d'énergie qui correspond au maximum de $\mathcal{M}(E^{*})$ (figure IV - 1). ENDT et VAN DER LEUN (EN 67) ont

rassemblé les rapports d'embranchements P pour les niveaux du silicium 28 ayant une énergie comprise entre 11,778 et 12,899 MeV (cf. fig. 28-5 réf. (EN 67)). Sur les 25 niveaux indiqués , 17 ont $P \leq 1$ %, 4 ont P compris entre 1 et 5 %, deux ont P compris entre 5 et 30 % et deux seulement ont $P > 50$ %. Nous noterons aussi que cette hypothèse a été également faite par N.K. GLENDENNING (GL 59) pour lequel les premiers niveaux des noyaux sont les plus excités par l'interaction directe.

De ce qui précède, nous ne concluerons pas que seule la formation du noyau composé intervient pour expliquer la diffusion inélastique. L'interaction directe joue un rôle important et nous l'analyserons dans l'étude succinte des mécanismes de réaction . Nous diviserons ce chapitre en deux parties :

- dans la première nous présentons : le modèle statistique appliqué à la théorie du noyau composé et les modèles d'interaction reposant soit sur la méthode D.W.B.A. soit sur la théorie des ondes couplées.

- dans la seconde nous indiquons les résultats expérimentaux obtenus dans la diffusion inélastique par deux méthodes : mesures des distributions angulaires des neutrons diffusés ou mesure de la section efficaces de formation des photons de désexcitation des niveaux produits par la diffusion inélastique. Nos résultats seront comparés à ceux d'autres auteurs et discutés.

B - ANALYSE THEORIQUE DES REACTIONS

1°) Noyau composé : modèle statistique

Nous nous bornerons ici à l'analyse du spectre en énergie des particules évaporées lors de l'interaction des neutrons rapides avec les noyaux légers. Nous nous appuierons sur des articles récents de R. BATCHELOR (NE 65), J.P. BUTLER et D.C. SANTRY (BU 66) et R.M. SCHECTMAN et

J.D.ANDERSON (SC 66).

Considérons la réaction :

$$A + n \longrightarrow B^{*} \longrightarrow A^{*} + n'$$

B^{*} est le noyau composé formé avec une énergie d'excitation $\mathcal{E}^{*} = E_s + \mathcal{E}_n$

A^{*} est le noyau qui a subi une diffusion. Il est dans un état d'énergie E^{*}. Si l'énergie $\mathcal{E}_n$ est assez élevée, un certain nombre de niveaux du noyau A se trouveront dans la région du continuum ; pour les noyaux de couches 1 d - 2 s qui font l'objet de cette analyse, le continuum correspond à des énergies d'excitation au-dessus de 10 MeV. Le modèle statistique va nous permettre de calculer le spectre en énergie des neutrons évaporés d'après la densité de niveau $W(E^{*})$ à l'énergie E^{*}.

Soit $\mathcal{N}(E^{*})$ le nombre de neutrons évaporés par intervalle d'énergie unité. Selon K. J. LE COUTEUR (EN 59):

$$N(E)\, dE \sim E\, W(E^{*})\, dE$$

Il s'agit donc de déterminer $W(E^{*})$. Pour déterminer la densité de niveaux, on part habituellement de la densité d'états de nucléons dans un gaz de Fermi. Si on considère que les nucléons sont confinés dans un puits de potentiel sphérique, on obtient l'expression de la densité de niveaux W(H,N,Z) pour un gaz composé de N neutrons et Z protons à l'énergie d'excitation U. U est égal à l'énergie d'excitation E^{*} moins l'énergie d'appariement Δ

$$U = E^{*} - \Delta$$

Dans ces conditions, on montre que :

$$IV - 2 \qquad W(U,N,Z) = \frac{1}{12}\left(\frac{6}{g}\right)^{1/4}(U+t)^{-5/4}\exp\left[2\left(\pi^2 g\, U/6\right)^{1/2}\right]$$

t est la température nucléaire définie par : $at^2 - t - U = 0$

avec $a = \frac{\pi^2 g}{6}$. Le paramètre a a été calculé par T.D. NEWTON (NE 56). Dans le cas où les moments angulaires J sont distribués au hasard, le nombre de niveaux W(U,N,Z,J) est donné par la relation IV - 3.

$$IV - 3 \qquad W(U,N,Z,J) = (2J+1)(8\pi c^3 t^3)^{-1/2}\exp - \left[(2J+1)^2/8ct\right] W(U,N;Z)$$

La quantité ct est liée au paramètre de spin cut-off par :

$$\sigma^2 = ct$$

c peut être évalué à partir du moment d'inertie I du noyau, calculé dans les limites classiques :

$$I = c\mathcal{M}^2$$

Nous avons calculé en utilisant la relation IV - 2, la densité de niveau du noyau cible de masse A et du noyau composé correspondant à une énergie d'excitation respectivement égale à $\mathcal{E}_n$ et $\mathcal{E}_n + E_s$. Les résultats sont indiqués dans le tableau IV - 2

T A B L E A U IV - 2

DENSITE DE NIVEAU DU NOYAU CIBLE ET DU NOYAU COMPOSE

cible	noyau composé	$\mathcal{E}_n$ MeV C.M.	$\mathcal{E}_n + E_s$ MeV	$W_A(\mathcal{E}_n)$	$W_A(\mathcal{E}_n)$ exp *	$W_{A+1}(\mathcal{E}_n + E_s)$
^{19}F	^{20}F	13,3	19,9	29		814
^{23}Na	^{24}Na	13,4	20,37	13	18	1994
^{24}Mg	^{25}Mg	13,4	20,71	55	6	1174
^{27}Al	^{28}Al	13,5	21,23	149	45	855
^{28}Si	^{29}Si	13,5	21,95	9	9	1433
^{31}P	^{32}P	13,55	21,50	26	65	954
^{32}S	^{33}S	13,6	22,25	11	15	372
^{35}Cl	^{36}Cl	13,65	22,20	61		1531
^{37}Cl	^{38}Cl	13,65	19,76	204		19700
^{39}K	^{40}K	13,7	21,45	413		170000
^{40}Ca	^{41}Ca	13,7	22,01	484	20	317000

* Dans cette colonne nous indiquons les valeurs expérimentales de la densité de niveaux obtenus d'après ENDT et VAN DER LEUN (EN 67)

Ainsi si l'on connaît la densité de niveaux, et si l'on suppose connue la largeur $\Gamma_\gamma(E_\gamma)$ on pourra calculer le spectre en énergie des premiers rayonnements γ de la cascade de photons de désintégration du niveau d'énergie E. Pour les autres photons de la cascade, le problème ne peut être traité par le modèle statistique car dans notre cas, l'énergie d'excitation est telle qu'après l'émission d'un rayonnement γ le noyau résiduel se trouve dans un domaine d'énergie où le spectre des niveaux n'est plus continu, mais discret.

2°) Interaction directe :

a) méthode D.W.B.A.

Dans la théorie du stripping du deutéron faite par BUTLER, on considère que cette réaction provient d'une interaction directe qui se produit à la surface du noyau. La portée de l'interaction étant supposée très faible on admet que avant et après l'interaction, la fonction d'onde des particules incidentes est représentée par une onde plane (approximation P.W.B.A). Le principal avantage d'un tel formalisme est de représenter de façon simple la section efficace différentielle en ne faisant intervenir que des fonctions de BESSEL d'ordre ℓ où ℓ est le transfert de moment angulaire.

Cette théorie a été étendue à la diffusion inélastique mais en tenant compte de ce que avant et après l'interaction les nucléons sont soumis au potentiel nucléaire supposé identique au potentiel optique (approximation D.W.B.A). C'est naturellement seulement lorsque le modèle optique est devenu assez précis pour permettre le calcul des fonctions d'onde que le formalisme D.W.B.A. a été employé. Ces calculs ont été appliqués pour la première fois à la réaction $^{12}C(p,p')^{12}C$ par C.A. LEVINSON et M.K. BANERJEE (LE 57). D'autres auteurs ont poursuivi ce travail en s'attachant tout particulièrement à expliquer la dépendance des distributions angulaires vis-à- vis des transferts de moment angulaire ; on peut citer par exemple N.K.GLENDENNING (GL 59),

F.C.J. PEREY (PE 60). Nous n'allons présenter ici que le principe de la méthode en nous appuyant sur l'article de GLENDENNING dont nous utilisons les notations.

Considérons la figure IV - 2. Nous y représentons l'interaction d'un neutron 1 avec un noyau supposé constitué d'un coeur dur autour duquel gravite un nucléon célibataire 2 .

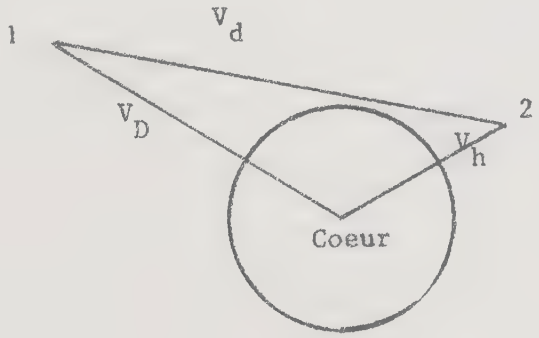


Figure IV - 2

Le neutron 2 est soumis au potentiel nucléaire représenté par le potentiel de l'oscillateur harmonique V_h . Quant au neutron 1 il est soumis à deux interactions : d'une part à un potentiel V_D de diffusion par le coeur (potentiel optique) et d'autre part à un potentiel d'interaction directe V_d avec le neutron 2. Ce potentiel V_d représente une interaction de surface ; il est représenté par :

$$V_d\ (|\ r_1 - r_2|) \quad = \gamma \quad \delta(r_1 - r_0)\ U_d\ (r_1 - r_2)$$

r_0 est le rayon d'interaction. La fonction $\delta(r_1 - r_0)$ est la fonction de DIRAC. L'interaction entre le neutron 1 et le coeur dur est représenté par

un potentiel V_D que l'on suppose identique au potentiel optique tel que no l'avons décrit au chapitre III. Nous allons maintenant préciser quelques notations :

k et k' sont les nombres d'ondes avant et après la diffusion
μ est la masse réduite du système neutron-noyau
n,l,j,m et (n,l',j',m') sont les nombres quantiques du neutron 2 avant et après la diffusion.
Si on appelle $\mathcal{M}$ l'élément de matrice de transition entre l'état initial e final du système, on peut calculer la section efficace d'après la théorie de perturbation au premier ordre :

$$\text{IV - 4} \qquad \sigma(\theta) = \frac{k'}{k} \left(\frac{\mu}{2\pi \hbar^2} \right) |\mathcal{M}|^2$$

La fonction d'onde $|n\ell jm\rangle$ du neutron 2 avant diffusion peut s'écrire :

$$\text{IV - 5} \qquad |n\ell jm\rangle = R_{n\ell}(r) \sum_{m_\ell m_s} C(1sj\ ;\ m_\ell m_s m)\ |\ell m_\ell\rangle\ |sm_s\rangle$$

où C(I JK ; ijk) représente un coefficient de CLEBSCH GORDAN, $|sm_s\rangle$ est la fonction de spin et $|\ell m_\ell\rangle$ est l'harmonique sphérique $Y_\ell^{m\ell}(\theta,\varphi)$. Dans la mesure où l'interaction ne tient pas compte du spin, on peut considérer que le nucléon 1 est une particule sans spin.

On peut développer le vecteur $|k\rangle$ représentant la fonction d'ondes du neutron 1 dont la direction définit l'axe polaire, en ondes partielles :

$$\text{IV - 6} \qquad |k\rangle = \sum_p (2\sqrt{\pi}\,\hat{p})^{1/2}\ i^p\ f_p(kr)\ |po\rangle \qquad (\hat{p} = 2p + 1)$$

Les fonctions $f_p(kr)$ sont solutions de l'équation IV - 7 :

$$\text{IV - 7} \qquad \left[\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_D(r) + k^2 \right] f_\ell(kr) = 0$$

On remarque que dans le cas où $V_D = 0$ (ce qui physiquement revient à dire que le neutron 1 est insensible à l'action du coeur dur on obtient $f_p(kr) = j_p(kr)$ où $j_p(kr)$ est une fonction sphérique de BESSEL d'ordre p). On retrouve le résultat de l'approximation P.W.B.A.

On obtient de même :

$$\text{IV - 8} \qquad \langle k' | = 4\pi \sum_{p'\rho} (-i)^{p'} f_{p'}(k'r) \langle p'\rho | Y^{\rho}_{p'}(k')$$

On peut maintenant écrire les vecteurs $| i >$ et $<f |$ qui caractérisent l'état initial et l'état final.

$$\text{IV - 9} \qquad i = (4\pi)^{1/2} \sum_{p} i^p \hat{p} \; f_p(kr_1) R_{n\ell}(r_2) \; | p o \rangle_1 \; | \ell j m \rangle_2$$

$$\text{IV - 10} \qquad \langle f | = 4\pi \sum_{p'\mu} (-i)^{p'} f_{p'}(k'r_1) R_{n'\ell'}(r_2) Y^{\rho}_{p'}(k') \langle p'\rho |_1 \langle \ell' j' m' |_2$$

De tout ceci, on déduit l'expression de la section efficace différentielle calculée suivant IV - 4

$$\sigma(\theta) = \frac{k'}{k} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^2 (\hat{j})^{-1} \sum_{L} Z^2 (\ell j \ell' j'; \tfrac{1}{2} L) \sum_{\substack{pp' \\ qq'}} \sum_{\substack{Ln \\ pp'}} i^{p-p'+q-q'} (\hat{p}'\hat{q}')^{1/2}$$

$$X \; C(pLp' ; 000) \; C(qLq' ; 000) \; C(pqn ; 000) \; C(p'qn ; 000) \; (\hat{p}\,\hat{q})$$

$$X \; R_{p'Lp} \; R^{*}_{q'lq} \; W(pp' qq' ; Ln) \; Pn(\cos\theta)$$

Cette théorie a été appliquée avec succès à l'analyse de la diffusion inélastique de nucléon dans un grand nombre de cas (ST 65b). Cependant, dans l'état actuel de son développement, cette théorie est toutefois limitée puisque, d'une part elle ne tient compte que des excitations de particules et non des excitations collectives, et que d'autre part elle ne donne qu'une valeur relative pour les sections efficaces.

b) méthode des équations couplées

La méthode D.W.B.A. basée sur un calcul de perturbation au premier ordre, s'applique bien lorsque l'interaction est faible. Par contre, lorsqu'il y a couplage plus important, on ne peut pas représenter correctement l'interaction. On devrait pour appliquer cette méthode, poursuivre le calcul à des ordres plus élevés. Il est alors plus simple d'utiliser une autre méthode de calcul dite "coupled-channel approximation" ; nous allons la décrire maintenant en utilisant une publication récente de TARO TAMURA (TA 65). Nous nous limiterons au cas qui nous intéresse plus spécialement en donnant seulement les résultats du calcul pour le cas de la diffusion des neutrons par des noyaux déformés présentant une bande de rotation construite sur l'état fondamental. Nous décrirons d'abord le potentiel d'interaction, puis les équations couplées et enfin nous donnerons les résultats concernant les sections efficaces.

α) Potentiel d'interaction

On considère que la particule incidente est soumise à un potentiel optique local $V(r,\theta,\varphi)$. Ce potentiel est représenté par une expression analogue à celle de l'expression III - 13. Pour la dépendance radiale, $f(\iota)$,

la fonction de WOODS - SAXON a été utilisée.

On pose :

$$e = \exp - \left[(r - R_o)/a \right]$$

$$\bar{e} = \exp - \left[(r - R_o)/\bar{a} \right]$$

et on écrit :

$$IV - 11 \quad V(r,\theta,\varphi) = - (V+iW_S) \left[1+e\right]^{-1} - 4iW_D \bar{e} \left[i+\bar{e}\right]^{-2}$$

$$- V_{SO.} (\vec{\sigma}.\vec{\ell}.) \lambda^2_{\pi} \frac{1}{ar} e \left[1 + e\right]^{-2}$$

Les paramètres $V, W_S, W_D, \lambda_{\pi}$, a et $\bar{a}$ ontla signification que nous leur avons donnée au chapitre III.

Pour les noyaux collectifs, dont la déformation est permanente, on écrit :

$$R = R_o \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda o}(\theta') \right) \quad \text{et} \quad \bar{R} = \bar{R} \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda o}(\theta') \right)$$

Pour la suite des calculs on doit introduire ces expressions de R et $\bar{R}$ dans l'expression de $V(R,\theta,\varphi)$; toutefois on fait un développement limité au deuxième ordre en :

$$\Sigma_{\lambda\mu} \beta_{\lambda} D^{\lambda}_{\mu o} (\theta_i) Y_{\lambda\mu}(\theta,\varphi) \quad \text{de R et } \bar{R}$$

$D^{\lambda}_{\mu o}(\theta_i)$ est une matrice de rotation.

Il est possible de décomposer $V(r,\theta,\varphi)$ en deux termes :

$$V(r,\theta,\varphi) = V_{diag.} + V_{coupl.}$$

$V_{diag.}$ est diagonal par rapport au spin total de la particule j et au spin J du noyau.

$V_{diag.}$ représente simplement le potentiel optique usuel.

$V_{coupl.}$ donne le potentiel du couplage entre les voies d'entrée qui ont différentes valeurs de j et de I.

IV - 12 $$V_{diag} = (4\pi)^{1/2} \left[- (V+iW)(1+e)^{-1} - 4iW_D \bar{e} (1+\bar{e})^{-2} \right]$$

$$- V_{SO} \frac{\lambda^2_\pi}{ar} \vec{\ell}.\vec{\sigma}. e (1+e)^{-2}$$

$$V_{coupl} = \sum_{\substack{\lambda \mu \\ \chi \neq 0}} v_{cp}^{(\lambda)(r)} (r) D^{\lambda}_{\mu o} Y_{\lambda\mu} (\theta,\varphi)$$

avec $$v_{cp}^{(\lambda)(r)} (r) = 4\pi \int_o^1 \left\{ -(V+iW) \left(1+\exp \frac{r-R_o b(\theta')}{\bar{a}} \right) \right.$$

$$\left. - 4iW_D \exp\left(\frac{r-R_o b(\theta')}{\bar{a}}\right) \left[1+\exp\left(\frac{r-\bar{R}_o b(\theta')}{\bar{a}}\right)\right]^{-2} \right\}$$

$$\times Y_{\lambda o}(\theta') \, d(\cos\theta)$$

où $$b(\theta') = 1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' o} (\theta')$$

β) Equations couplées

Considérons dans le noyau cible N_s états couplés fortement à l'état fondamental par l'intermédiaire du potentiel $V_{coupl.}$ décrit ci-dessus. Soient I_n, π_n ω_n respectivement le spin, la parité et l'énergie du n^e état ($1 < n < N_s$ et $n = 1$ pour l'état fondamental). Nous allons maintenant nous intéresser à l'interaction d'une onde partielle de moment angulaire ℓ_n associée à un neutron de spin s. On définit un moment angulaire total j_n :

$$\vec{j}_n = \vec{\ell}_n + \vec{s}_n$$

Le couplage de ce neutron et du noyau dans son $n^{ème}$ état excité conduit à introduire un moment angulaire J et une parité pour le système composé :

$$\vec{J} = \vec{j}_n + \vec{I}_n \qquad \text{et} \qquad \pi = \pi_n (-1)^{\ell n}$$

Avec le potentiel d'interaction considéré, J et π sont de bons nombres quantiques, alors que ce n'est pas le cas pour $\ell_n I_n j_n \pi_n$ et $(-1)^{\ell n}$. Il y aura donc plusieurs ondes partielles qui pourront être couplées par l'intermédiaire de $V_{coupl.}$ et qui formeront un ensemble d'équations différentielles en nombre $n_c(n)$; la valeur maximum de $n_c(n)$ est $N_c(n)$.

Dans le cas qui nous intéresse ici, s et I_n sont demi-entiers et on a :

$$N_c(n) = 2I_n + 1$$

On introduit également n_c et N_c comme la somme des nombres $n_c(n)$ et $N_c(n)$

$$n_c = \sum_{n=1}^{N_s} n_c(n) \qquad N_c = \sum_{n=1}^{N_s} N_c(n)$$

Pratiquement les calculs doivent être faits pour toutes les valeurs de J comprises entre $J_{min} = \frac{1}{2}$ (cas étudié ici) et $J_{max} = I_1 + j_{max}$, j_{max} étant la valeur de j associée à l'onde partielle de plus fort moment angulaire qui contribue à la diffusion élastique.

On peut maintenant écrire l'hamiltonien total :

$H = T + H_t + V_{diag.} + V_{coupl.}$ dans lequel :

T est l'opérateur énergie cinétique de la particule incidente

H_t est l'hamiltonien correspondant au mouvement interne du noyau cible.

L'hamiltonien H admet comme solution des fonctions Ψ telle que :

$$\Psi = r^{-1} \sum_{J_n \ell_n j_n} R_{J_n \ell_n j_n}(r) \sum_{m_j M_n} (j_n I_n m_j M_n | JM) y_{\ell_n j_n m_j} | I_n M_n \rangle$$

où $$y_{\ell_n j_n m_j} = \sum_{m_\ell m_s} (\ell_s m_\ell m_s | jmj)\, i^{\ell}\, Y_{\ell_n m_\ell}\, X_{s m_s}$$

X_{sms} est la fonction de spin de la particule

$|I_n M_n\rangle$ est la fonction d'onde du noyau cible dans son $n^{ème}$ état.

Si on pose $\rho_n = k_n r$ et si on intègre sur toutes les coordonnées sauf r l'équation de SCHRODINGER s'écrit :

$$IV - 13 \qquad \left[\frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{\ell_n(\ell_n+1)}{\rho_n^2} - \frac{V_{diag}}{E_n} + 1\right] R_{J_n\,\ell_n j_n}(r)$$

$$= E_n^{-1} \sum_{J_n',\ell_n',j_n'} \langle \ell j I \,|V_{coupl.}|\, \ell' j I' \rangle R_{J_n'\,\ell n' jn'}(r)$$

Si comme nous l'avons admis plus haut, nous nous bornons au cas de la diffusion inélastique, où seuls les niveaux appartenant à la même bande de rotation que l'état fondamental, seront excités, il vient :

$$IV - 14 \qquad \langle \ell_n j_n I_n |V_{coupl.}| \ell'_n j'_n I'_n \rangle = \sum_\lambda v_{cp}(r) B_\lambda(I,I') A(\ell j I, \ell' j' I'; \lambda J_S)$$

avec $B_\lambda(I,I') = \hat{I}(I'\lambda K O | I K)$

γ) Sections efficaces

Nous allons donner ici les résultats du calcul des sections efficaces en considérant seulement le cas où le projectile et la cible ne sont pas polarisés. Des relations introduites au paragraphe plus haut, on peut déduire la forme asymptotique de la fonction d'ondes Ψ_{ASP} qui se présente sous la forme :

$$IV - 15 \qquad \Psi_{ASP} = e^{ikz} + f(\theta)\,\frac{e^{ikr}}{r}$$

La section efficace étant égale au carré de l'amplitude de diffusion, il vient :

$$\text{IV - 16} \quad \sigma_n(\theta,\varphi) = \left\{ \sum_{\substack{j\ell'j' \\ J_m,m_j}} (2\pi/k_n^2)^{1/2} \ell'\hat{J}_l C_{\ell j;n'\ell'j'}{}^{J}(\ell s_o m_s | j m_s) \right.$$

$$\left. \times (jI_l m_s M_l | JM)(\ell' s m_{\ell'}, m_s' | j' m_j')(j' I_n m_j M_n | JM) Y_{\ell' m_{\ell'}}(\theta,\varphi) \right\}^2$$

L'équation IV - 16 représente un ensemble d'équations couplé
Leur résolution permet de calculer la section efficace différentielle pou
les niveaux de la bande de rotation.

Les calculs de TARO TAMURA dont nous venons de faire état cons-
tituent une étape très importante dans l'étude des réactions nucléaires.
Il y a été, en effet, tenu compte explicitement de la déformation du noya
afin de rendre compte de l'excitation des états collectifs. On assiste
maintenant au passage vers l'étape suivante. Comme pour le modèle optique
on recherche une approche microscopique de l'interaction. Cette étude a
été entreprise par différents auteurs parmi lesquels N.K. GLENDENNING
et M. VENERONI (GL 66). G. SATCHLER (SA 67) a vérifié que pour les noyaux
bien représentés par le modèle en couches, un excellent accord est obtenu

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons procédé à ces mesures par deux méthodes : détection
des neutrons ayant subi la diffusion inélastique et détection des rayon-
nements γ provenant de la désexcitation des niveaux atteints dans cette
même diffusion.

Il est établi expérimentalement que les sections efficaces de diffusion inélastique des nucléons varient selon la valeur de la probabilité de transition réduite de l'état considéré. PINKSTON et SATCHLER (PI 61) ont expliqué ce lien sur la base du modèle d'interaction directe : les éléments de matrice correspondant à la formation d'un état excité à partir de l'état fondamental sont analogues aux éléments de matrice de la désintégration γ de l'état excité. Si on considère par exemple le cas d'excitation E2, la section efficace de diffusion inélastique par interaction directe doit être :

IV - 17 $$\sigma_{n\,n'} \sim f(B(E2))$$

où f est une fonction de B (E2)

Il est donc utile dans une première étape de mesurer $\sigma_{n,n'}$ et de la comparer à B (E2) afin d'étudier la validité du modèle d'interaction directe.

La deuxième série d'expériences que nous avons réalisée pour mesurer non plus $\sigma_{n,n'}$, mais $\sigma_{n,n',\gamma}$ nous a été suggérée par les travaux de B.A. BENETSKI et J.M. FRANCK (GU 64),(BE 66a), repris plus récemment par A.P. ARYA (AR 67). Ces différents auteurs ont mesuré $\sigma_{n,n',\gamma}$ et donné la variation de cette quantité en fonction de B (E2). Ce procédé ne nous a pas paru entièrement satisfaisant. En effet, lorsqu'on mesure $\sigma_{n,n',\gamma}$ on enregistre un nombre important de photons qui proviennent bien du niveau étudié dans la diffusion inélastique, mais qui résultent de la désexcitation des niveaux plus élevés en énergie. Nous schématisons ceci sur la figure IV - 3.

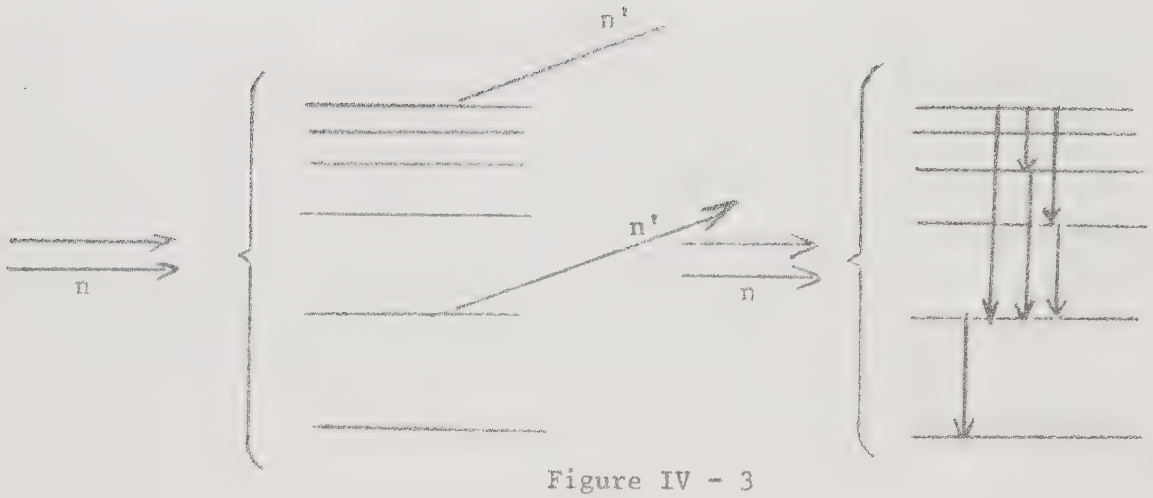


Figure IV - 3

A gauche de la figure IV - 3 nous indiquons le processus d'excitation du premier niveau du noyau ${}_{Z}A^{N}$; si on détecte les neutrons la contribution des autres états peut être exclue. Par contre, ce n'est pas le cas si on détecte les photons comme on le voit à droite de la figure IV - 3. Ces états d'énergie plus élevés peuvent avoir une origine double

- l'interaction directe mais nous avons supposé que pour un noyau donné, la probabilité d'excitation directe décroît avec l'énergie et nous négligeons cette possibilité.

- le noyau composé et nous avons vu au début de ce chapitre que ce se traduit par l'excitation de niveaux du noyau ${}_{Z}A^{N}$ ayant une énergie élevée (elle est de l'ordre de $\mathcal{E}_n$ - T). Pour une grande part, ces niveaux se désexcitent par émission d'une cascade de rayonnements γ avec passage par le niveau considéré dans la mesure de $\sigma_{n,n',\gamma}$. On observera donc cette transition superposée à un spectre γ continu dont l'origine est liée au grand nombre de raies et à la résolution insuffisante du détecteur.

Nous nous sommes proposés de mesurer $\sigma_{n,n',\gamma}$ pour certains noyaux légers de les comparer avec $\sigma_{n,n'}$ pour le même niveau et d'étudier la variation du nombre de photons détectés dans le spectre γ. Selon l'importance de cette quantité et la valeur du rapport $\frac{\sigma_{nn'\gamma}}{\sigma_{n\,n'}}$ nous pourrons déceler ou non l'influence de la contribution du noyau composé.

Nous allons donner successivement les différents résultats que nous avons obtenus :

1°) mesure des sections efficaces $\sigma_{nn'}$ pour ^{9}Be et ^{12}C (détection des neutrons).

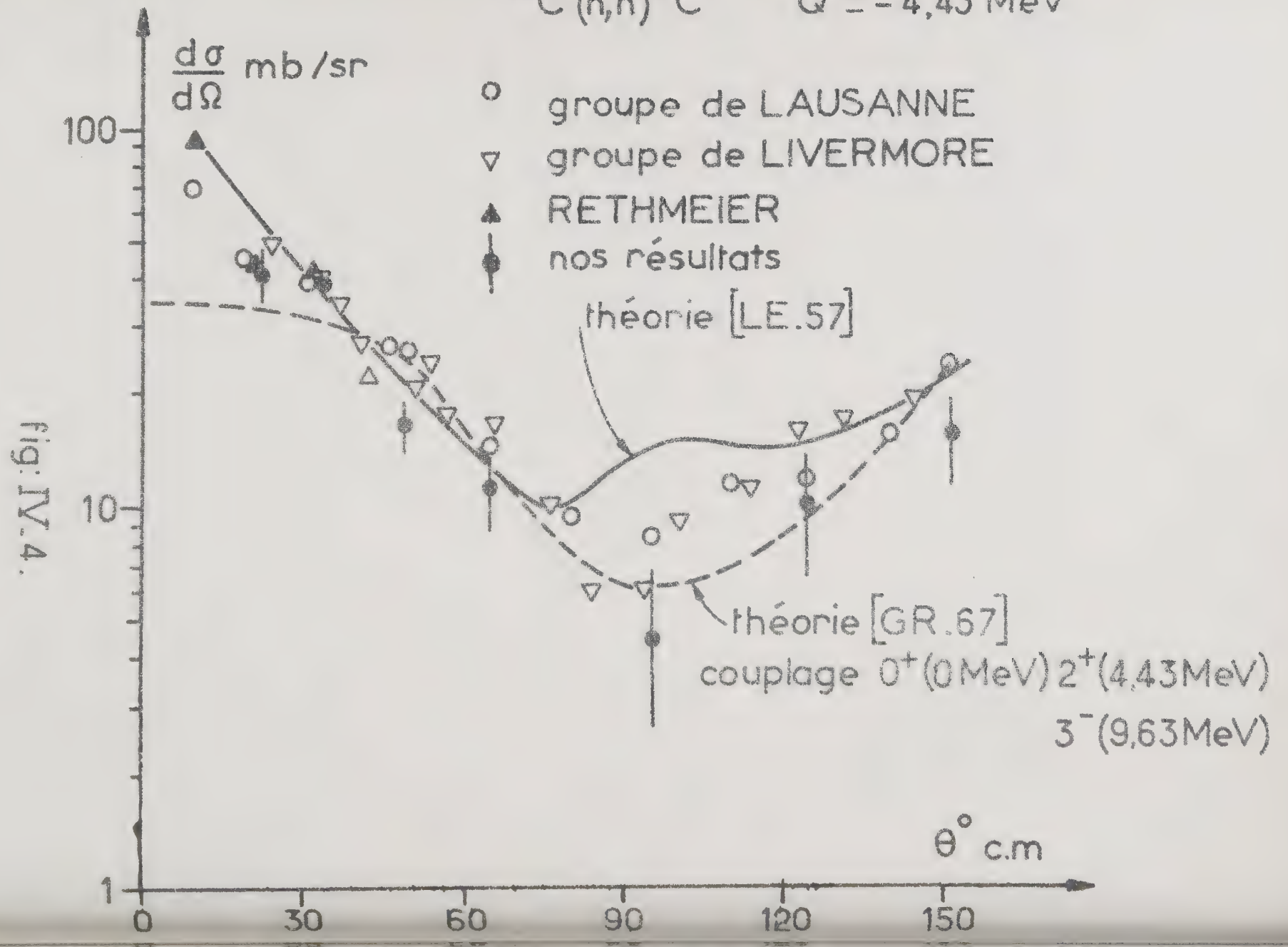
2°) mesure des sections efficaces de diffusion inélastique (détection des photons) : existence de raies γ, existence d'un spectre γ continu.

3°) comparaison entre $\sigma_{n,n',\gamma}$ et $\sigma_{n,n'}$ pour ^{24}Mg, ^{28}S,

4°) calcul de la section efficace de formation du noyau composé σ^{n}_{NC}.

1°) Mesure des sections efficaces $\sigma_{n,n'}$

Notre travail a débuté par une étude de la diffusion inélastique $^{12}C(n,n')^{12}C$ (Q = - 4,43 MeV). Nous avons ainsi retrouvé les résultats obtenus par d'autres auteurs (cf tableau IV - 3). L'ensemble des mesures a été comparé à des calculs effectués par la méthode D.W.B.A par C.A. LEVINSON et M.K. BANERJEE (LE 57) et est donné sur la figure IV - 4. L'accord entre la distribution angulaire théorique et les valeurs expérimentales est satisfaisant mais, et ainsi que cela a été noté par N.K. GLENDENNING (GL 59)un coefficient de normalisation a dû etre utilisé. Le groupe de LAUSANNE a procédé de son côté à une étude de cette diffusion inélastique en collaboration avec TARO TAMURA (GR 67).


$^{12}C\,(n,n')^{12}C$ Q = - 4,43 MeV
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mb/sr
groupe de LAUSANNE
groupe de LIVERMORE
RETHMEIER
nos résultats
théorie [LE.57]
théorie [GR.67]
couplage 0^+(0MeV) 2^+(4,43MeV)
3^-(9,63MeV)
θ° c.m
100
10
1
0
30
60
90
120
150
Fig: IV.4.

En ce qui concerne le béryllium 9 nous avons mesuré la section efficace de diffusion inélastique avec excitation du niveau $5/2^-$ d'énergie 2,43 MeV. Ce niveau, ainsi que nous l'avons vu au chapitre III appartient à la bande de rotation $K = 3/2$ et est donc particulièrement adapté à une étude selon la méthode développée par TARO TAMURA (TA 65).

Nous avons cependant tenté une interprétation sur la base du modèle de diffraction étudié par A. DAR (DA 63). Dans le cas d'une diffusion inélastique avec transfert de moment angulaire égal à 2, A. DAR à montré que la section efficace de diffusion inélastique est donnée par la relation IV - 18 :

$$\text{IV - 18} \qquad \sigma_{n,n'} \sim \frac{1}{4} J_o^2 (qR) + \frac{3}{4} J_2^2 (qR)$$

q étant le transfert d'impulsion

R est le rayon d'interaction ($R = 4,1.10^{-13}$ cm) déterminé par la comparaison de la diffusion élastique avec le modèle de diffraction.

On notera que d'après la relation IV - 18 il est nécessaire de normaliser les résultats expérimentaux. Sur la figure IV - 5 nous avons indiqué nos résultats, ceux de J.D. ANDERSON et al (AN 58) et les valeurs plus récentes de R. DARVES BLANC (DA 66). Nous y avons donné aussi des calculs effectués suivant la relation IV - 18. Nous constatons que l'accord est peu satisfaisant.

Plus satisfaisante est la comparaison effectuée par TARO TAMURA (TA 67) avec nos résultats. La diffusion inélastique et la diffusion élastique sont naturellement étudiées simultanément. Aucune normalisation

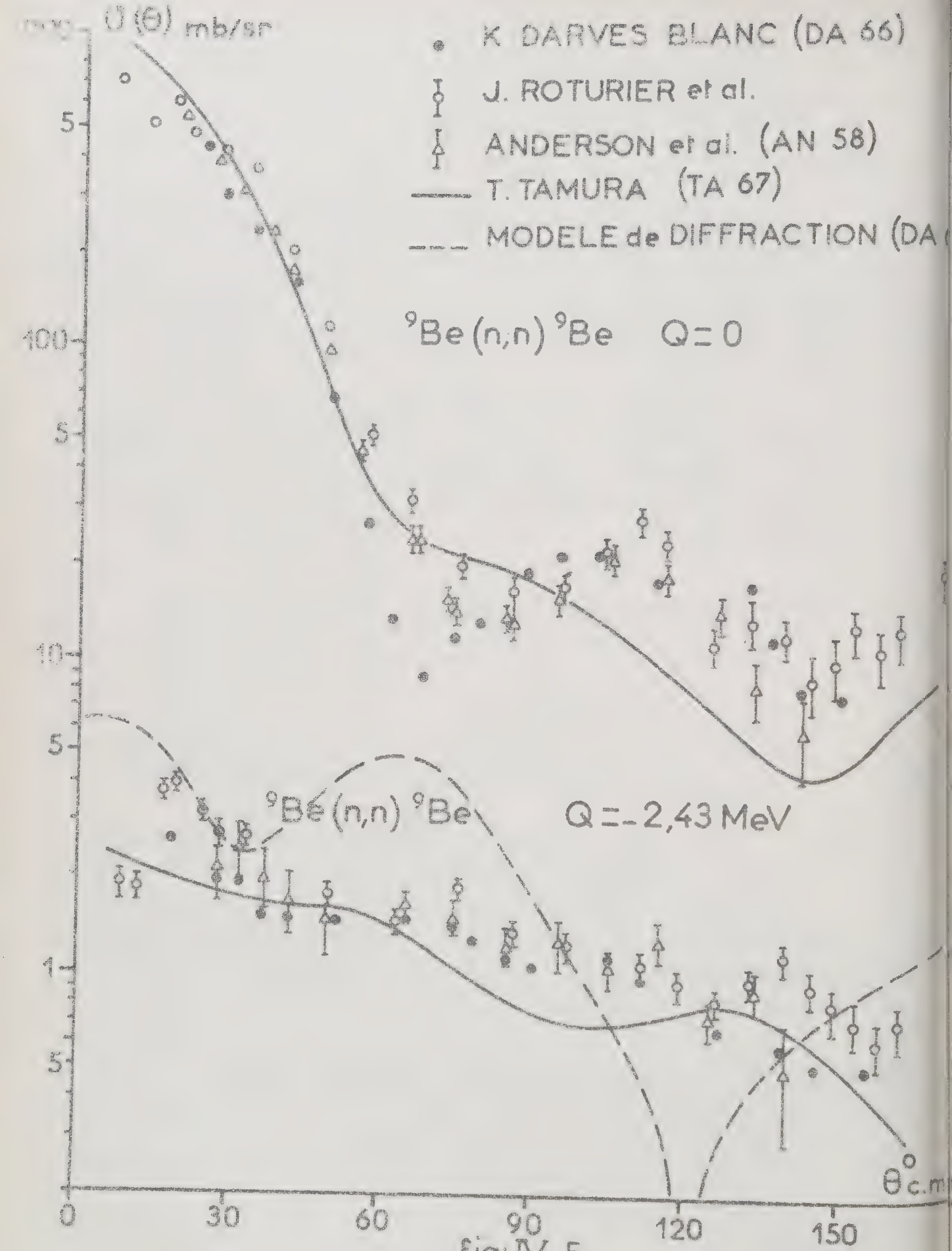

σ (θ) mb/sr
K DARVES BLANC (DA 66)
J. ROTURIER et al.
ANDERSON et al. (AN 58)
T. TAMURA (TA 67)
MODELE de DIFFRACTION (DA
9Be (n,n) 9Be Q = 0
9Be (n,n) 9Be Q = - 2,43 MeV
θ c.m
100
10
1
0
30
60
90
120
150

fig. IV-5.

n'est nécessaire ; le paramètre de déformation β a été pris égal à 1,00 et cette valeur est en accord avec la valeur du moment quadrupolaire électrique Qo obtenue par NGUYEN NGOC et al (NG 64). Un accord meilleur serait obtenu si dans le potentiel optique utilisé était inclus le potentiel spin orbite et si on pouvait tenir compte de l'excitation du troisième niveau de la bande de rotation. Malheureusement, la formation de ce niveau dont l'énergie est 6,4 MeV est en grande partie masquée par suite de l'importance de la réaction $^{9}Be(n,2n)^{8}Be$ dont la section efficace est de l'ordre de 500 mb. Nous indiquons ci-dessous les paramètres utilisés par TARO TAMURA :

V	= 44,42 MeV	a	= 0,484 fm
		r_o	= 1,347 fm
W_D	= 11,163 MeV	$\bar{a}$	= 0,280 fm
V_{SO}	= 5,314 MeV	$\bar{r}_o$	= 1,156 fm

Nous venons de montrer que dans le cas des diffusions inélastiques

$^{9}Be\ (n,n')^{9}Be$ Q = - 2,43 MeV et $^{12}C\ (n,n')^{12}C$ Q = - 2,43 MeV ,

l'analyse théorique des distributions angulaires indique clairement l'intervention d'un mécanisme d'interaction directe. La diffusion inélastique a été aussi étudiée pour d'autres éléments, mais les erreurs expérimentales empêchent souvent une étude théorique précise. Nous nous sommes proposés d'analyser la variation de la section efficace de diffusion inélastique obtenue par intégration de la distribution angulaire. Les valeurs numériques sont rassemblées sur le tableau IV - 3.

T A B L E A U IV - 3

SECTION EFFICACE DE DIFFUSION INELASTIQUE EN mb

(EXCITATION DU PREMIER NIVEAU)

	ce travail	LIVERMORE	CHALK RIVER	LAUSANNE	GRENOBLE	OTTAWA	OAK RIDGE	A ACH
^{9}Be	174 ± 20	a) 170 ± 30			e) 150 ± 20			
^{12}C	200 ± 40	a) 220 ± 30	c) 209 ± 20	d) 216 ± 25	f) 270 ± 25			i) 220
^{16}O		b) 90 ± 16				g) 96 ± 10		
^{24}Mg			c) 168 ± 25				j) 145 ± 30	
^{28}Si			c) 109 ± 16				j) 90 ± 15	
^{32}S			c) 64 ± 10				j) 70 ± 15	i) 88 ±
^{40}Ca						h) 47 ± 10		

a) AN 58

b) BA 63

c) CL 64

d) GR 67

e) DA 66

f) SZ 63

g) MC 64

h) MC 66

i) TE 62

j) ST 65 b (Les valeurs de la section eff portées dans cette colonne ont été estimées d'après les distributions angulaires représen dans l'article précité)

Au début du paragraphe C consacré aux résultats expérimentaux, nous avons rappelé que selon PINKSTON et SATCHLER il existe une relation entre la section efficace de diffusion inélastique et la probabilité de transition. Deux groupes ont cherché une expression analytique de l'équation IV - 17 :

a) formule de B.A. BENETSKY (BE 66)

Selon cet auteur, on doit avoir :

$$\text{IV - 19} \qquad \frac{Z^2}{L}\,\frac{\sigma_{nn'}}{B(E2)} \sim A$$

A est la masse du noyau, Z son numéro atomique
L est un paramètre égal à 1 pour les noyaux pairs-pairs. Pour les noyaux impairs présentant une bande de rotation L, est donné par :

$$\text{IV - 20} \qquad L = \frac{J(J+1)(J+2)(2J+1)}{3K^2(J-K+1)\,(J+K+1)}$$

Pour chaque élément nous évaluons la quantité située à gauche de la relation IV - 19, en utilisant les valeurs de B(E2) données par P.H. STELSON et L. GRODZINS (ST 65 a) sauf en ce qui concerne le béryllium. Pour ce noyau, B(E2) a été évalué par :

$$B(E2) = \frac{5}{16\,\pi}\,Qo$$

Pour Qo nous utilisons la valeur déterminée expérimentalement par H. NGUYEN NGOC et al (NG 63)

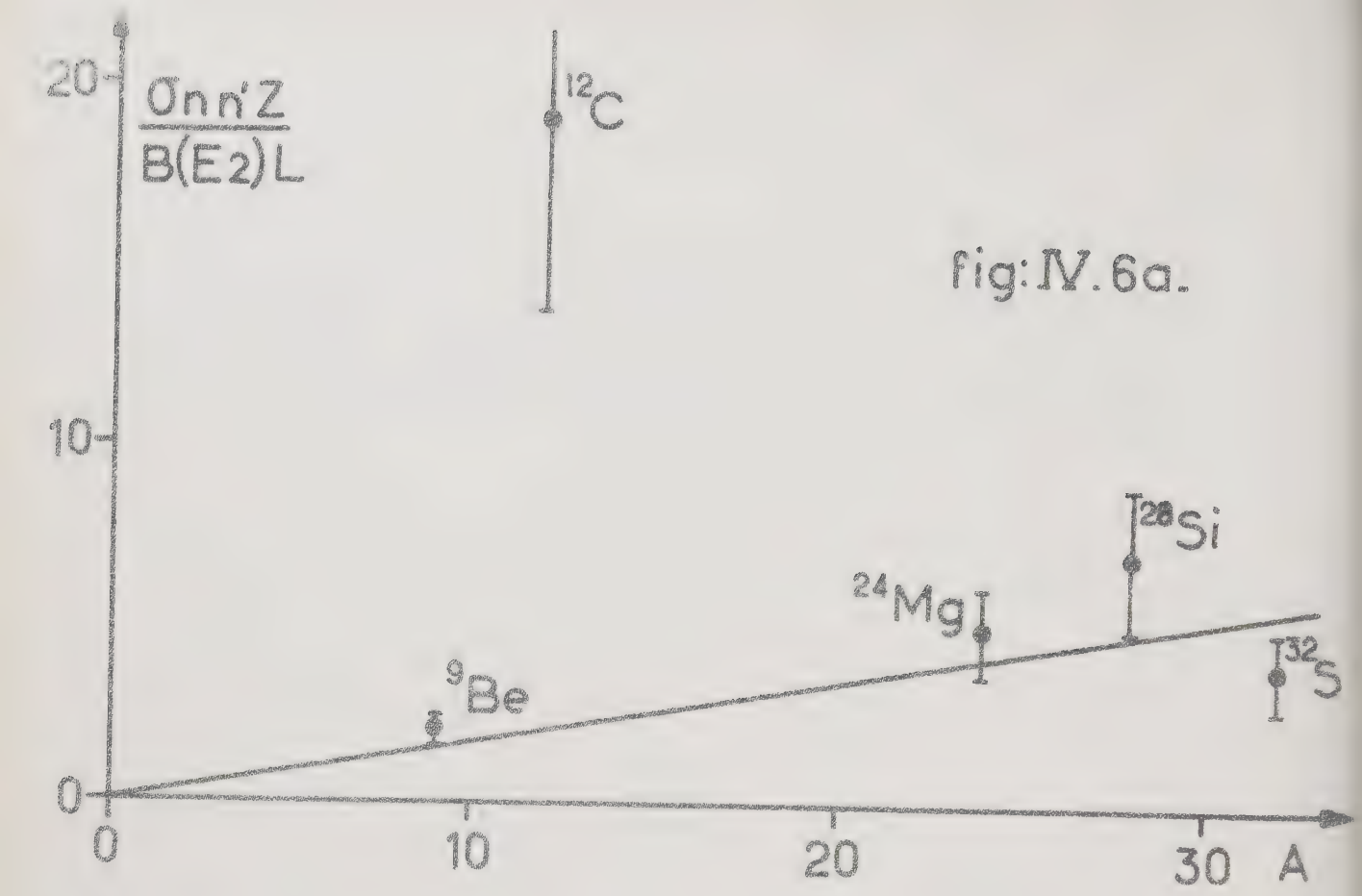


fig: IV.6a.

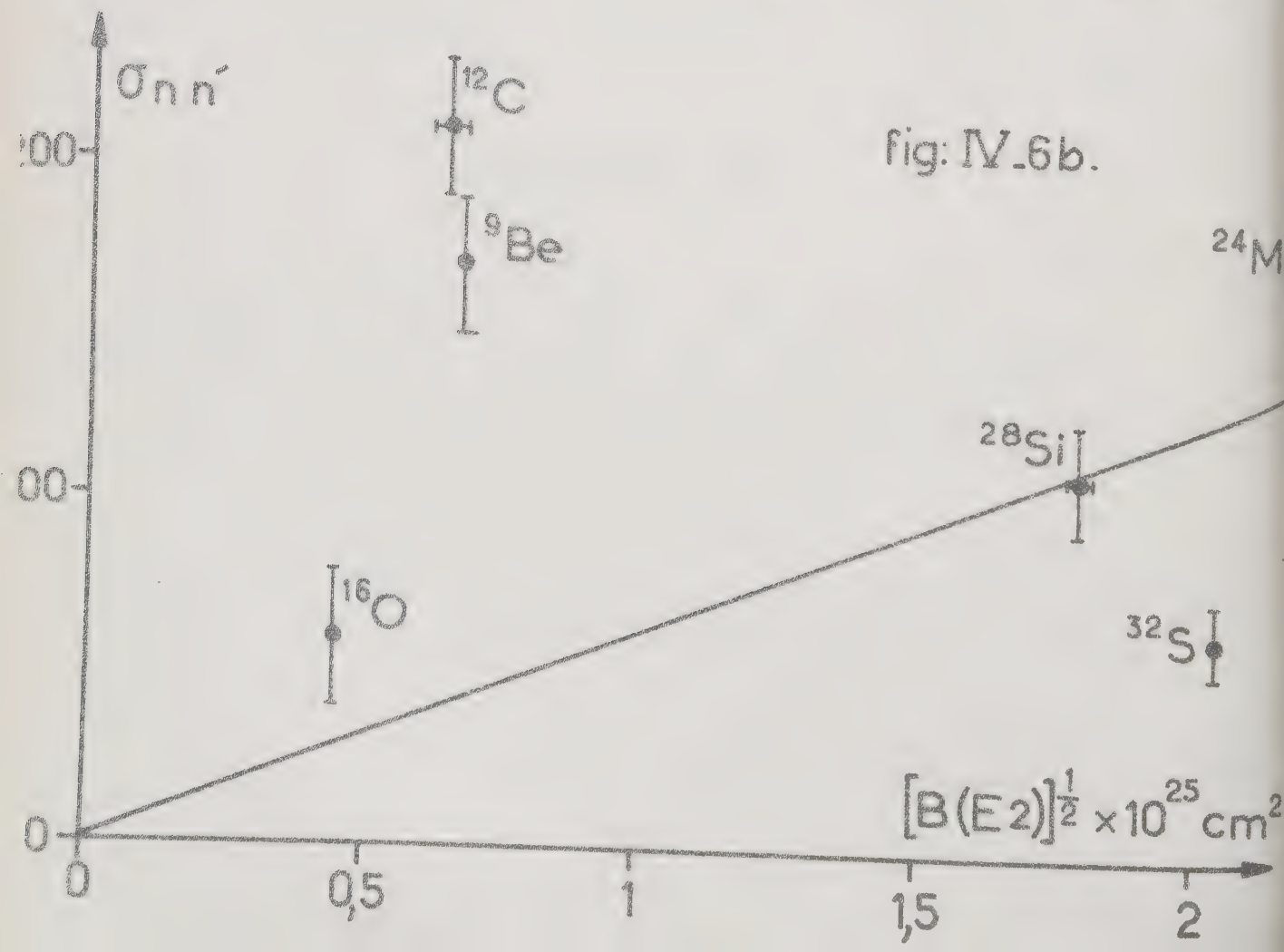


fig: IV.6b.

Sur la figure IV - 6a, nous avons porté les valeurs évaluées à partir de l'expression IV 19. Pour les quelques éléments que nous avons ainsi étudiés l'accord semble relativement bon si on observe que la valeur élevée obtenue pour ^{12}C peut s'expliquer : en effet, l'état considéré dans cet élément n'est pas un état collectif.

b) formule de A.P. ARYA et al (AR 67)

La seconde relation entre $\sigma_{nn'}$ et B(E2) a été donné par A.P. ARYA et al (AR 67) suivant en cela la proposition de D.J. DONAHVE (DO 62).

IV - 21 $$\sigma_{nn'} \sim B(E2)^{n} \quad \text{avec} \quad n = 0,492 \pm 0,004$$

Les résultats que nous avons évalués à partir du tableau IV - 2 sont portés sur la figure IV - 6b. L'accord nous paraît moins bon que dans le cas de la figure IV - 6a.

Nous devons noter ici que les valeurs que B.A. BENESTKI et A.P. ARYA ont comparées respectivement aux expressions IV - 20 et IV - 21, étaient les valeurs de $\sigma_{n\,n'\gamma}$ et non pas de $\sigma_{nn'}$ alors que nous pensons qu'il intervient dans $\sigma_{n\,n'\gamma}$ une part non négligeable due à la désintégration du noyau composé.

En résumé, il semble bien que les valeurs de $\sigma_{n\,n'}$ soient en accord avec un modèle d'interaction directe. Nous avons vu que ces valeurs sont approximativement en accord avec la relation IV - 20. D'autre part, les calculs de distribution angulaire effectués soit par la méthode des équation couplées (pour ^{9}Be et ^{12}C) soit par la méthode D.W.B.A. (ST 65b) reproduisent assez bien les résultats expérimentaux. Nous allons dans les

paragraphes suivants tenter d'évaluer la contribution du noyau composé. Nous décrirons d'abord les résultats obtenus à partir de la détection des photons provenant soit de la diffusion inélastique, soit des autres réactions nucléaires.

2°) Mesure des sections efficaces des réactions $\sigma_{nx\gamma}$

Nous nous proposons de donner maintenant, élément par élément, les résultats que nous avons obtenus dans l'évaluation des sections efficaces des réactions (n,x γ). Le cas échéant, nous indiquerons les valeurs connues pour les réactions (n,x). 16 éléments ont ainsi été étudiés selon la technique décrite au chapitre II. L'étalonnage en énergie correspond à environ 30 keV par canal.

LITHIUM ET BERYLLIUM

Pour des raisons exposées au chapitre II, nous avons fixé à 500 keV le seuil en énergie à notre spectromètre. Il ne nous a donc pas été possible d'observer les raies d'énergie 470 keV qui proviennent des réactions :

$^{7}Li(n,n')^{7}Li$ (Q = - 0,478 MeV)

$^{9}Be(n,t)^{7}Li$ ($E^{*}(^{7}Li)$ = 0,478 MeV

Quant aux autres niveaux qui pourraient être formés dans la diffusion inélastique et les réactions (n,x), leur désintégration par émission de particules est beaucoup plus importante que leur désintégration γ (LA 66).

BORE

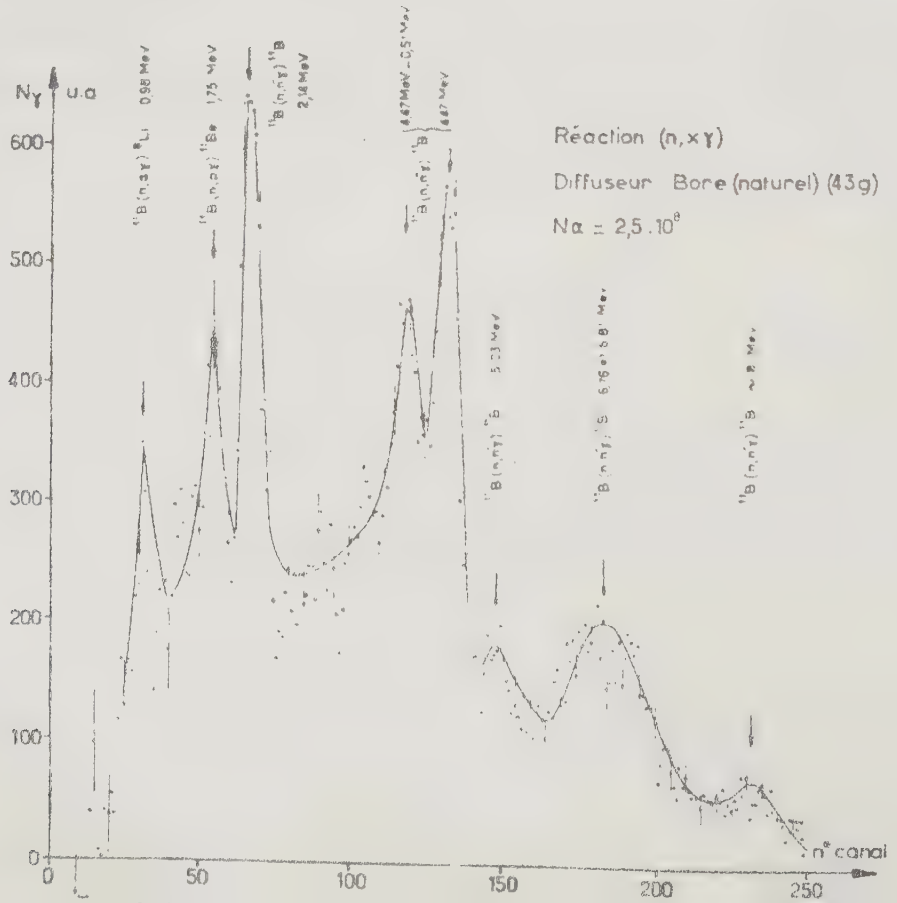
Le bore naturel utilisé contient deux isotopes : ^{10}B, ^{11}B dont les pourcentages sont environ 19,8 % et 81,2 % respectivement. (La composition exacte n'est pas connue car elle varie selon la provenance du minerai utilisé). Très récemment, le groupe de Lausanne à étudié (AL 68), les réactions $^{10}B(n,n')^{10}B$ (Q = 0 et - 0,717 MeV, Q = - 1,74 et - 2,15 MeV, Q = 3,58 MeV, Q = - 4,77 MeV, Q = - 5,12,5,17 et 5,18 MeV, Q = 5,92 = 6,03 et - 6,13 MeV, Q = 6,57 MeV Q = - 6,88 et - 7,0 MeV) et $^{11}B(n,n')^{11}B$ (Q = 0 MeV, Q = - 2,12 MeV, Q = - 4,44 MeV, Q = - 5,02 MeV, Q = - 6,74 MeV - - 6,79 MeV, Q = - 7,30 MeV, Q = - 8,0 MeV, Q = - 8,57 MeV). Nous portons sur le tableau IV - 4, leurs résultats et les nôtres.

La comparaison des sections efficaces $\sigma_{n,n'\gamma}$ et $\sigma_{n,n'}$ est difficile car car les modes de désintégration des niveaux des isotopes du bore ne sont pas connus exactement. On s'attend cependant, à ce que pour les niveaux d'énergie 2,12 MeV et 2,14 MeV, $\sigma_{n,n'\gamma}$ soit supérieur à $\sigma_{n,n'}$ car des niveaux d'énergie plus élevée sont excités de façon consisërable.

énergie de la transition observée		$\sigma_{n,x\gamma}$ mb	Al 68 $\sigma_{n,n'}$ mb	Observations
0,89 MeV	$^{11}B(n,\alpha\gamma)^{11}B$ E_γ = 0,978 MeV	7,5 ± 1		
1,74 MeV	$^{10}B(n,n'\gamma)^{10}B$ E_γ = 1,74 MeV $^{11}B(n,p\gamma)^{11}B$ E_γ = 1,75 MeV	15 ± 3	8 ± 3	Nous utilisons le résultat obtenu par ALDER pour séparer les contributions de ces deux réactions ($\sigma_{n,p}$ = 3,3 - 0,6 mb)
2,13 MeV	$^{10}B(n,n'\gamma)^{10}B$ E_γ = 2,14 MeV $^{11}B(n,n'\gamma)^{11}B$ E_γ = 2,12 MeV	56 ± 5	5 ± 3 27 ± 2	
4,47 MeV	$^{11}B(n,n'\gamma)^{11}B$ E_γ = 4,44 MeV	50 ± 7	66 ± 3	Nous négligeons la réaction $^{10}B(n,nn')^{10}B$ Q = -4,77 MeV dont la section efficace est très faible $\sigma_{n,n'}$ = 4,2 ± 1,5 mb
5,04 MeV	$^{11}B(n,n'\gamma)^{11}B$ E_γ = 5,02 MeV $^{10}B(n,n'\gamma)^{10}B$ E_γ = 5,12 MeV, 5,17 MeV et 5,18 MeV	3 ± 1,5	25 ± 5 13,5±2	
6,7 MeV	$^{10}B(n,n'\gamma)^{10}B$ E_γ = 6,57 MeV, 6,88 MeV et 7,0 MeV $^{11}B(n,n'\gamma)^{11}B$ E_γ = 6,74 MeV, 6,79 MeV	26 ± 4	9 ± 1,5 11 ± 2 41,5±2,5	
8,0 MeV	$^{11}B(n,n'\gamma)^{11}B$ E_γ = 8,0 MeV	3 ± 1	5 ± 1,5	

TABLEAU IV - 1

$^{10,11}B(n,x\gamma)$



CARBONE (Figure IV - 8)

Une seule raie est observée, son énergie est de 4,43 MeV et elle correspond à la réaction :

$$^{12}C(nn'\gamma)^{12}C(Q = - 4,43 \text{ MeV})$$

La section efficace est $\sigma_{nn'\gamma} = 140 \pm 20$ mb ($\sigma_{n,n'} = 200 \pm 40$ mb)

AZOTE (Figure IV - 9)

Pour cette expérience, nous avons utilisé un diffuseur constitué par de l'hydrazine ($NH_2 - NH_2$). Ce liquide dont la manipulation présente certains dangers, est contenu par un récipient en acier inoxydable dont le poids était de 63,8 g pour un poids d'hydrazine de 34 g. Malheureusement, le fer est très riche en émission γ entre 0 et 2 MeV quand il est irradié par les neutrons. La soustraction du bruit de fond correspondant nous a empêché d'avoir avec une bonne précision les résultats pour les photons d'énergie inférieure à 2 MeV. Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau IV - 5.

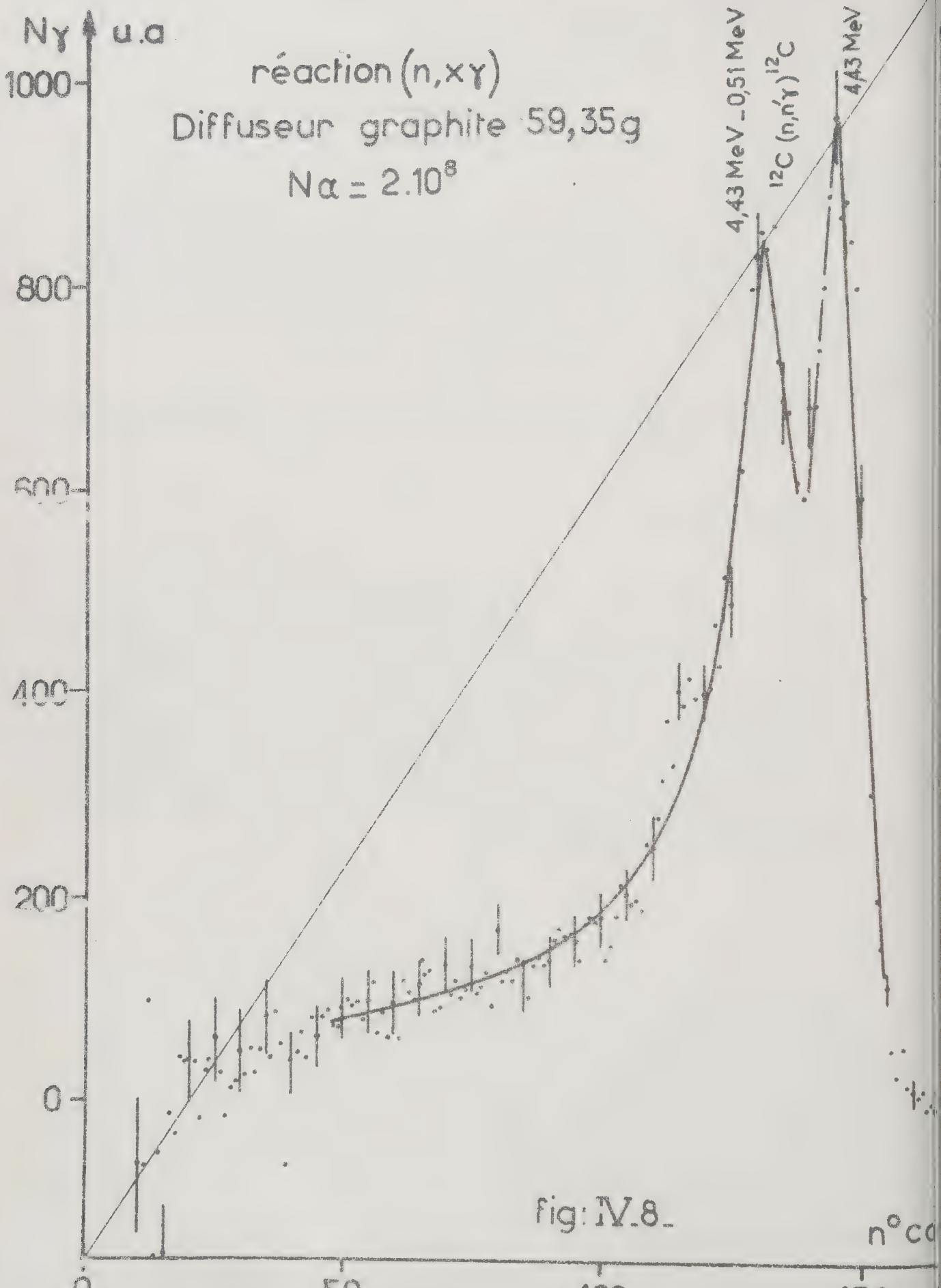

Nγ u.a
réaction (n,xγ)
Diffuseur graphite 59,35g
Nα = 2.10⁸
4,43 MeV-0,51 MeV
¹²C (n,n'γ) ¹²C
4,43 MeV
1000
800
600
400
200
0
0
50
100
150
n°c

fig: IV.8.

T A B L E A U IV - 5 $^{14}N(n,x\gamma)$

énergie de la transition (exp)	transition proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$	σ_{nx} par niveau	observations
2,31 MeV	$^{14}N(nn'\gamma)^{14}N$ E_γ = 2,311 MeV	0^+	23 ± 3 mb	4 mb	(BA 63a)
3,95 MeV	$^{14}N(nn'\gamma)^{14}N$ E_γ = 3,945 MeV	1^+	9 ± 3 mb	12 ± 3 mb	(BA 66a)
5,52 MeV			66 ± 11 mb		diffusion inélastique ?
~ 7 MeV			11 ± 6 mb		anomalie dans la structure du pic d'énergie 5,52 MeV

Différentes sections efficaces de réactions nucléaires ont été obtenues avec l'azote comme cible. La distribution angulaire de la réaction $^{14}n(N,d_o)^{13}C$ a été mesurée par D. MISJANIC et al (MI 68) ; par intégration on obtient $\sigma_{n,d_o} \sim 25$ mb. A. CHATTERJEE indique $\sigma_{n,p} \lesssim 100$ mb.
J. CSIKAI, G. PETO (CS 67b) et A. PASQUARELLI (PA 67) ont étudié par activation la réaction n,2n ; ils obtiennent respectivement $\sigma_{n,2n} = 8,2 \pm 1,2$ mb et $\sigma_{n,2n} = 6,1 \pm 0,2$ mb.

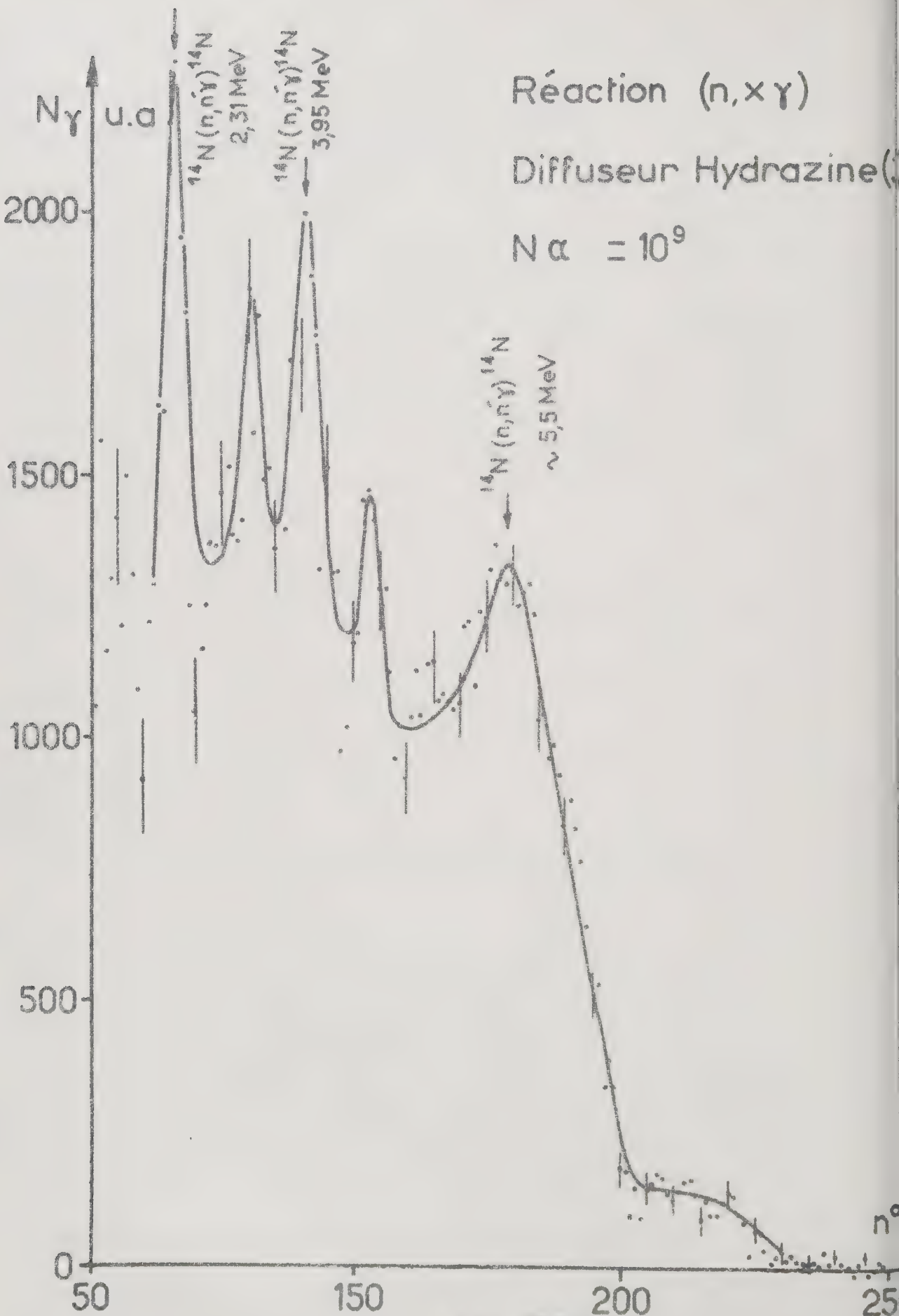
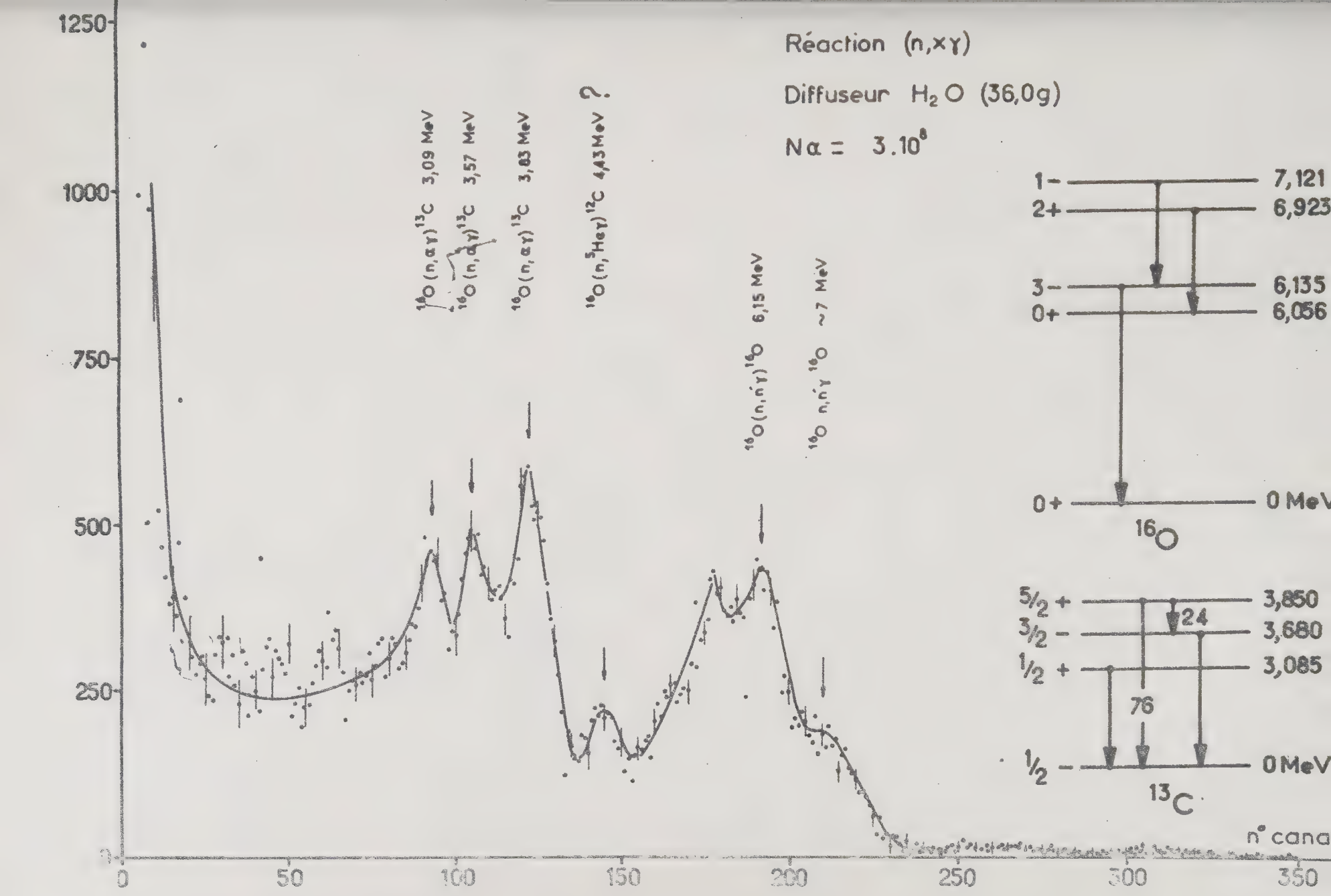

Réaction (n, x γ)
Diffuseur Hydrazine(
N α = 10⁹
Nγ u.a
2000
1500
1000
500
0
50
150
200
n°
$^{14}N(n,n'\gamma)^{14}N$ 2,31 MeV
$^{14}N(n,n'\gamma)^{14}N$ 3,95 MeV
$^{14}N(n,n'\gamma)^{14}N$ ~ 5,5 MeV

fig: IV.9_

OXYGENE (Figure IV - 10)

T A B L E A U IV - 6 $^{16}O(n,x\gamma)$

énergie de la transition	transition proposée	J^{π}	$\sigma_{nx\gamma}$	$\sigma_{n'x}$ par niveau	observations
2,94 MeV	$^{16}O(n\alpha\gamma)^{13}C$ E_γ = 3,090 MeV	$1/2^+$	39 ± 10 mb		
3,57 MeV	$^{16}O(n,\alpha\gamma)^{13}C$	$3/2^+$	67 ± 10 mb		
3,83 MeV		$5/2^+$			
6,15 MeV	$^{16}O(nn'\gamma)^{16}O$ E_γ = 6,130 MeV	3^-	90 ± 11 mb	96 ± 10 mb 90 ± 26 mb	cf tableau IV-2
7,1 MeV	$^{16}O(nn'\gamma)^{16}O$		37 ± 11 mb	58 ± 7 mb	(MC 66)
	E_γ = 6,92 MeV	1^-		65 mb	(BA 63a)
	E_γ = 7,12 MeV	2^+			$\sigma_{n,p}$ = 40 ± 10 (CH 64)


Réaction (n,xγ)
Diffuseur H_2O (36,0g)
Nα = 3.10^8
$^{16}O(n,\alpha\gamma)^{13}C$ 3,09 MeV
$^{16}O(n,\alpha\gamma)^{13}C$ 3,57 MeV
$^{16}O(n,\alpha\gamma)^{13}C$ 3,83 MeV
$^{16}O(n,^5He\gamma)^{12}C$ 4,43MeV ?
$^{16}O(n,n'\gamma)^{16}O$ 6,15 MeV
^{16}O n,n'γ ^{16}O ~7 MeV
1- 7,121
2+ 6,923
3- 6,135
0+ 6,056
0+ 0 MeV
^{16}O
5/2 + 3,850
3/2 - 3,680
1/2 + 3,085
24
76
1/2 - 0 MeV
^{13}C
1250
1000
750
500
250
0
0
50
100
150
200
250
300
350
n° cana

FLUOR (Figure IV - 11)

Nous avons utilisé un diffuseur de téflon. Avec le fluor 19 débute l'étude des noyaux des sous-couches 1 d 5/2 , 2 s 1/2 , 1 d 3/2 . Le spectre γ continu dont nous avons déjà supposé l'existence commence à apparaître.

T A B L E A U IV - 7 $^{19}F(n,x'\gamma)$

énergie de la transition	transition proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$	σ_{nx}	observations
1,39 MeV	$^{19}F(nn'\gamma)^{19}F$		30 ± 6 mb	~ 90 mb	La diffusion inélastique étudiée a été mesurée (BO 66)
2,08 MeV	$^{19}F(n,d\gamma)^{18}O$ E_γ = 1,980 MeV	2^+	55 ± 6 mb	~ 30 mb	Une méthode de temps de vol a été employéepour mesurer les spectre de neutrons
2,70 MeV	$^{19}F(nn\ \gamma)^{19}F$		18 ± 2,5 mb	~ 60 mb	
4,47 MeV	$^{19}F(nn'\gamma)^{19}F$		43 ± 10 mb	~ 105 mb	après soustraction de la contribution de ^{12}C
5,2 MeV	$^{19}F(nn'\gamma)^{19}F$		12 ± 3 mb		

A. CHATTERJEE indique $\sigma_{n,p}$ = 16,5 ± 2,5. Une autre valeur a été obtenue $\sigma_{n,p}$ = 16,6 ± 0,7 mb (PA 67). Pour la réaction n,2n, on obtient $\sigma_{n,2n}$ = 63 ± 9 mb (CS 67 67b) et 41 ± 1,5 (PA 67).

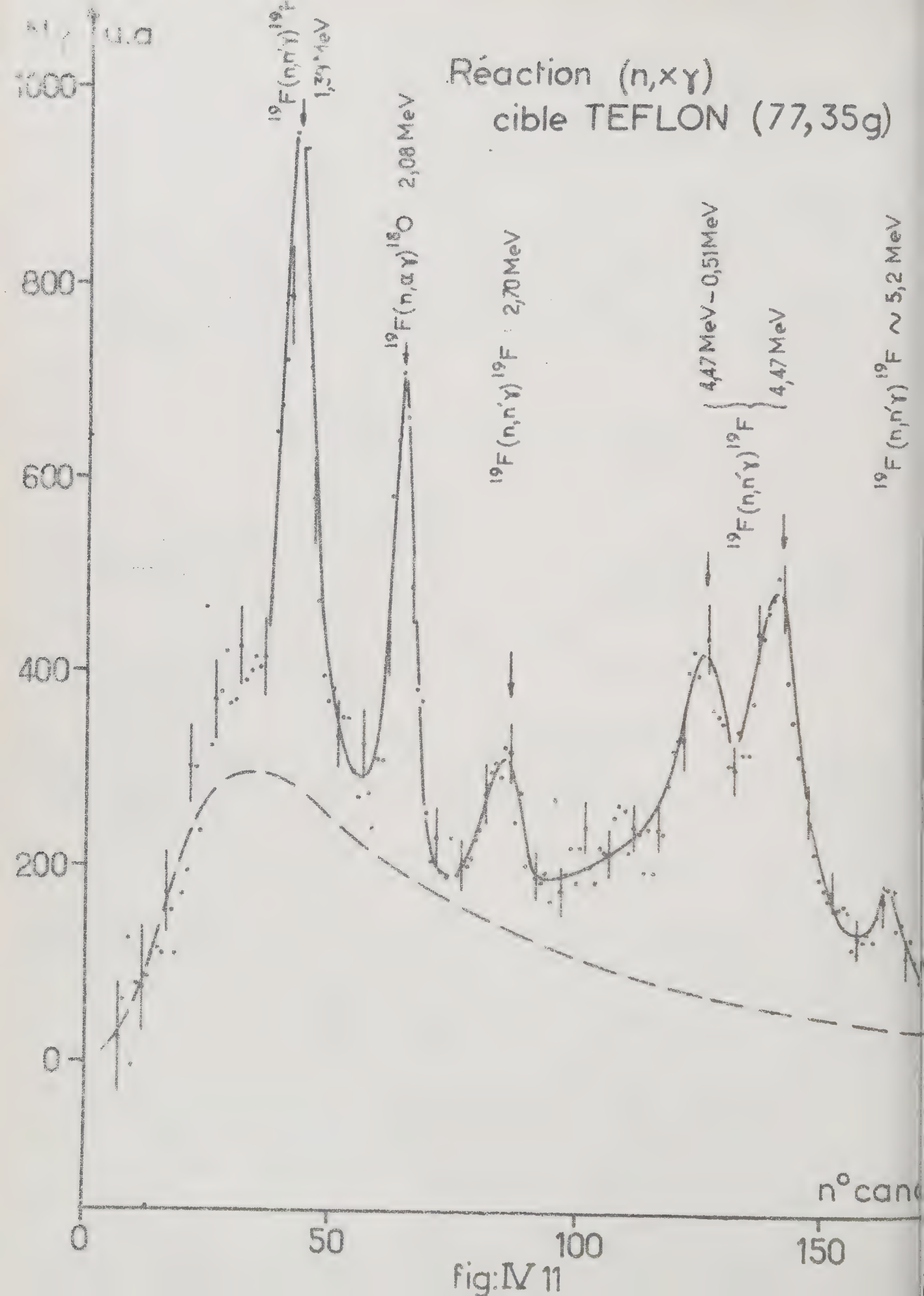

Réaction (n,xγ)
cible TEFLON (77,35g)
$^{19}F(n,n'\gamma)^{19}F$ 1,37 MeV
$^{19}F(n,\alpha\gamma)^{16}O$ 2,08 MeV
$^{19}F(n,n'\gamma)^{19}F$ 2,70 MeV
$^{19}F(n,n'\gamma)^{19}F$ 4,47 MeV – 0,51 MeV
$^{19}F(n,n'\gamma)^{19}F$ 4,47 MeV
$^{19}F(n,n'\gamma)^{19}F$ ~ 5,2 MeV
1000
800
600
400
200
0
0
50
100
150
n° can

fig: IV 11

SODIUM (Figure IV - 12)

T A B L E A U IV - 8 $^{23}Na(n,x\gamma)$

énergie de la transition (exp)	transition proposée	J^{π}	$\sigma_{nx\gamma}$	σ_{nx} par niveau	observations
1,26 MeV	$^{23}Na(n,d\gamma)^{22}Ne$ E_γ = 1,277 MeV	2^+	42 ± 5 mb		
1,64 MeV	$^{23}Na(n,n'\gamma)^{23}Na$		53 ± 15 mb		
2,1 MeV	$^{23}Na(n\ \alpha\gamma)^{20}F$ $^{23}Na(nd\ \gamma)^{22}Ne$		34 ± 7 mb		
					$\sigma_{n,p}$ = 36 ± 14 (CH 64) σ_{np} = 41 ± 1,2 (PA 67)

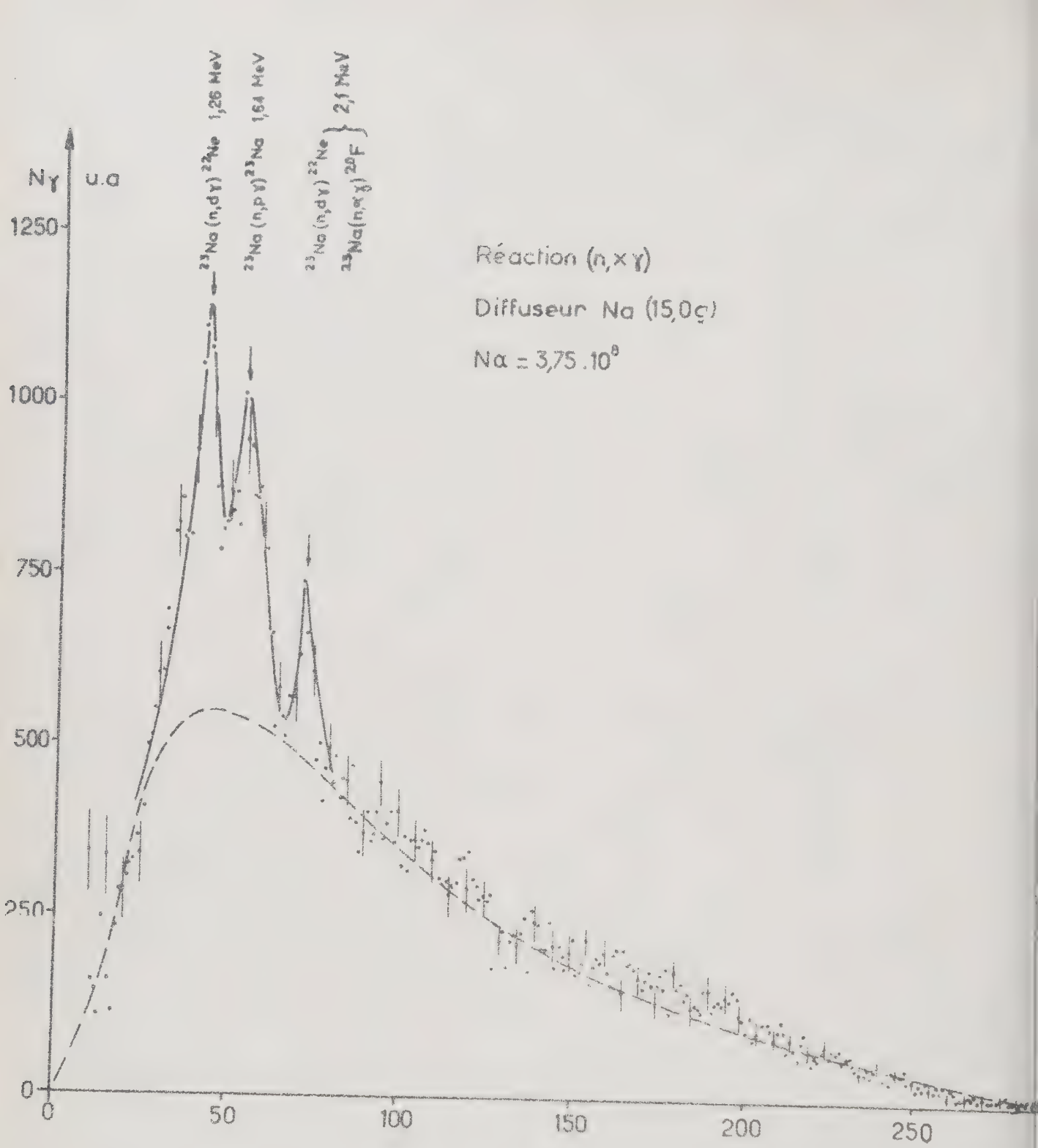

Nγ u.a
1250
1000
750
500
250
0
0
50
100
150
200
250
$^{23}Na(n,d\gamma)^{22}Ne$ 1,26 MeV
$^{23}Na(n,p\gamma)^{23}Na$ 1,64 MeV
$^{23}Na(n,d\gamma)^{23}Ne$
$^{23}Na(n,\alpha\gamma)^{20}F$ 2,1 MeV
Réaction (n,xγ)
Diffuseur Na (15,0ç)
Nα = 3,75 .10⁸

Figure IV 12

MAGNESIUM (Figure IV - 13)

Nous allons rencontrer plusieurs noyaux pour lesquels une étude expérimentale et théorique de la diffusion inélastique a été faite (ST 65 b)

T A B L E A U IV - 9 $^{24,26}Mg(n,x\gamma)$

rgie de la ansition (exp)	transitions proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$	σ_{nx} par niveau	observations
37 MeV	$^{24}Mg(nn'\gamma)^{24}Mg$ E_γ = 1,3685 MeV	2^+	310 ± 34 mb	168 ± 25 mb 145 ± 30 mb	cf tableau IV-3 (ST 65)
	$^{26}Mg(nn'\gamma)^{26}Mg$ E_γ = 1,809 MeV	2^+	310 ± 34 mb		Nous attribuons à ce niveau la même valeur de $\sigma_{nn'\gamma}$ que pour ^{24}Mg pour calculer $\sigma_{np\gamma}$
84 MeV	$^{24}Mg(np\ \gamma)^{24}Na$ E_γ = 1,8461 MeV E_γ = 1,8854 MeV		12 ± 2 mb		$\sigma_{n,p}(^{25}Mg)$ = 66 ± 3 PA 67 $\sigma_{n,\alpha}(^{26}Mg)$ = 80 ± 3
78 MeV	$^{24}Mg(nn''\gamma)^{24}Mg$ E_γ = 2,7541 MeV	4^+	20 ± 2 mb		$\sigma_{n,p}(^{24}Mg)$ = 181 ± 28 CH 64
MeV	$^{24}Mg(np\ \gamma)^{24}Na$		30 ± 6 mb		

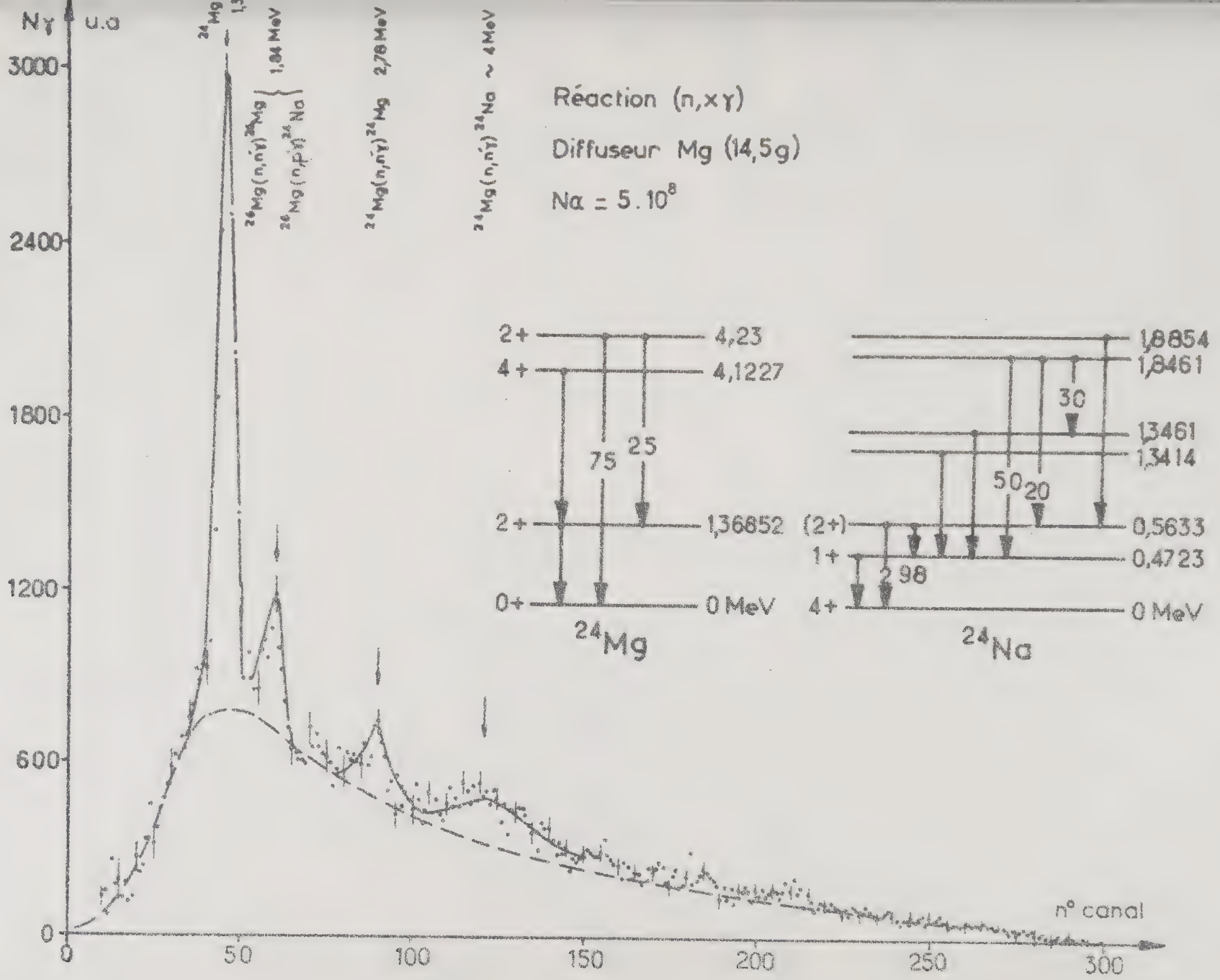

Nγ u.a
3000
2400
1800
1200
600
0
0
50
100
150
200
250
300
n° canal
Réaction (n,xγ)
Diffuseur Mg (14,5g)
Nα = 5.10⁸
24Mg
24Mg(n,n'γ)24Mg 1,84 MeV
26Mg(n,pγ)24Na
24Mg(n,n'γ)24Mg 2,78 MeV
24Mg(n,n'γ)24Na ~ 4 MeV
2+ 4,23
4+ 4,1227
2+ 1,36852
0+ 0 MeV
75
25
24Mg
1,8854
1,8461
1,3461
1,3414
0,5633
0,4723
0 MeV
(2+)
1+
4+
30
50
20
2
98
24Na

Figure N° 3

ALUMINIUM (Figure IV - 14)

P.H. STELSON et al (ST 65b) ont mesuré les sections efficaces différentielles de diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV. Par intégration de leurs résultats, nous obtenons :

$\sigma_{n,n'}$ (E^{*} = 0,8429 MeV et E^{*} = 1,0130 MeV) = 25 ± 5 mb

$\sigma_{n,n'}$ (E^{*} = 2,209 MeV) = 28 ± 5 mb

$\sigma_{n,n'}$ (E^{*} = 2,980 MeV et E^{*} = 3,001 MeV) = 25 ± 5 mb

Ces auteurs, n'ont pu mettre en évidence la diffusion inélastique correspondant à l'excitation du 4ème niveau (E^{*} = 2,732 MeV) et il semble donc que la section efficace de cette réaction soit faible. Nous comparons ces résultats aux nôtres dans le tableau IV - 10a.

T A B L E A U IV - 10

nergie de la transition	transition proposée	J^{π}	$\sigma_{n,x\gamma}$	σ_{nx} par niveau	observations
0,84 MeV	$^{27}Al(nn'\gamma)^{27}Al$ E_γ = 0,8429 MeV	$1/2^+$	10,2 ± 3,5 mb	25 ± 5 mb	ST 65 b
1,02 MeV	$^{27}Al(nn'\gamma)^{27}Al$ E_γ = 1,0130 MeV	$3/2^+$	53 ± 6 mb		
1,40 MeV	$^{27}Al(n\ \alpha\gamma)^{24}Na$		50 ± 8 mb		
1,82 MeV	$^{27}Al(nd\ \gamma)^{26}Mg$		220 ± 35 mb		
2,21 MeV	$^{27}Al(nn'\gamma)^{27}Al$ E_γ = 2,209 MeV	$7/2^+$	100 ± 15 mb	28 ± 5 mb	ST 65 b
2,94 MeV	$^{27}(nn'\gamma)^{27}Al$ E_γ = 2,980 MeV	3/2	65 ± 9 mb	25 ± 5 mb	ST 65 b
	E_γ = 3,001 MeV	9/2			$\sigma_{n,p}$ = 72±20 (CH 64)

Nous pouvons y constater que :

- $\sigma_{n,n'\gamma}$ est très supérieure à $\sigma_{n,n'}$

- l'excitation du niveau E^{*} = 2,732 MeV, qui se désintègre dans 24 cas vers le niveau fondamental et dans 76 % des cas vers le niveau d'gie E^{*} = 1,013 MeV, est peu importante. L'évaluation de la section e correspondante est difficile. Les transitions γ correspondantes ont e des énergies de 2,732 MeV et 1,719 MeV et elles sont masquées par les plus intenses d'énergie 2;94 MeV et 1,82 MeV.

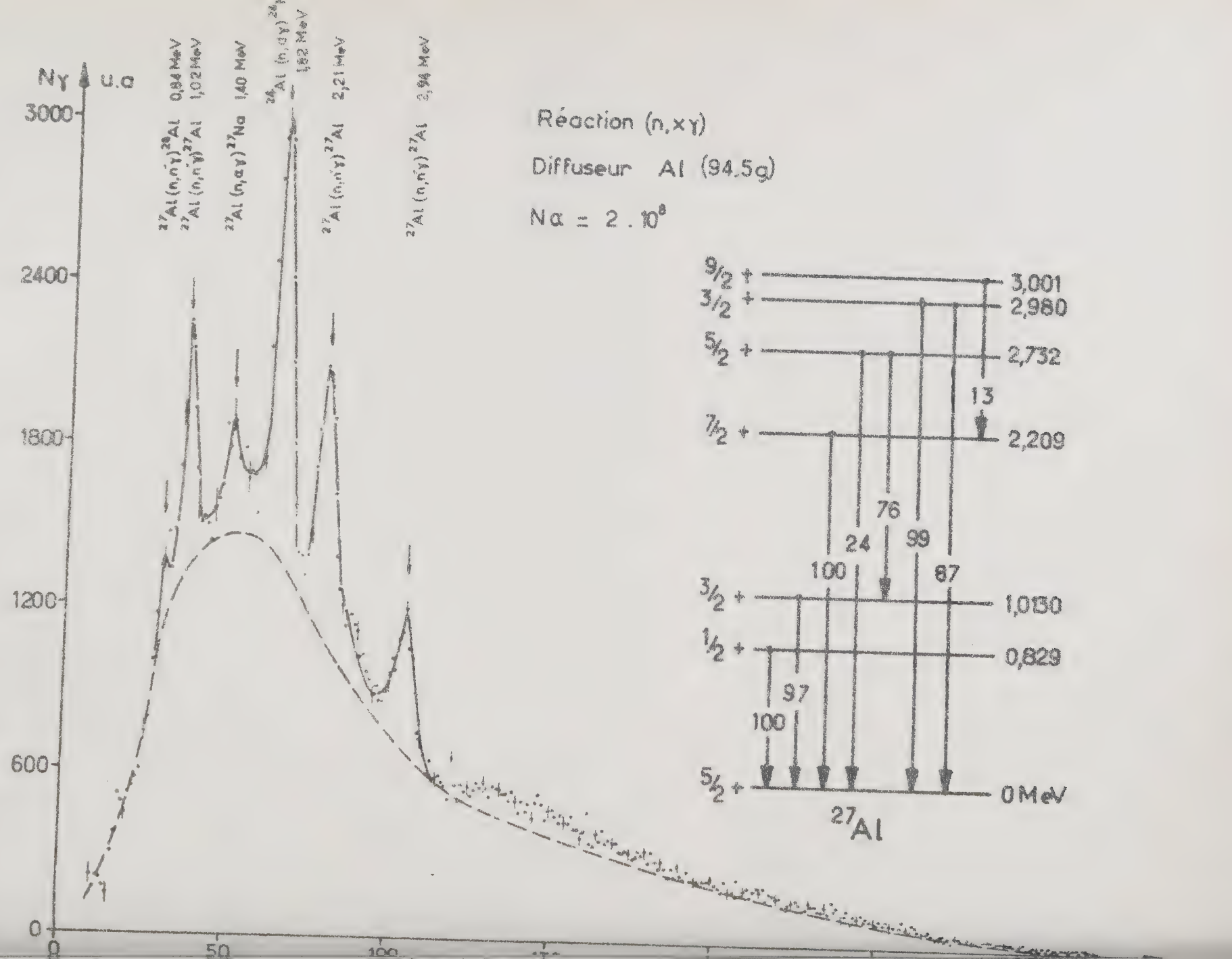
Nous allons montrer que le processus de diffusion inélas de particules légères est dans ce cas, due pour une part importante, mécanisme d'interaction directe. Nous analysons pour cela une expérie faite par J. KOKAME et K. FUKUNAGA (KO 65). Ces auteurs ont étudié la sion inélastique de protons de 6,50 à 14 MeV par l'aluminium. Ils ont culé le rapport des sections efficaces correspondant à l'excitation d ler et 2ème niveaux (E^{*} = 0,8429 et E^{*} = 1,0130 MeV) 3ème niveau (E^{*} = 2,209 MeV), 4ème niveau (E^{*} = 2,732 MeV), 5ème et 6ème niveaux (E^{*} = 2,980 et E^{*} = 3,001 MeV). Ces auteurs ont comparé leurs travaux ceux qui ont été effectués pour étudier la diffusion de deutons de 12 et de particules α de 28,5 MeV par l'aluminium.

Nous portons cet ensemble de résultats dans le tableau I en prenant comme unité dans les quatre cas, la section efficace d'exc du 3ème niveau.

T A B L E A U IV - 10 b

	0,8429 MeV 1,0130 MeV	2,209 MeV	2,732 MeV	2,980 MeV 3,001 MeV
protons	1,1	1	0,4	1,5
deutons	0,9	1	0,3	1,1
α	0,9	1	0,2	1,1
neutrons (ST 65b)	0,9	1	< 0,5	0,9

Nous pouvons ainsi observer avec J. KOKAME et K. FUKUNAGA (KO 65) qu'en dépit de la différence des énergies et de la nature des particules incidentes, les rapports de section efficace sont très voisins. Il semble donc que le niveau de ^{27}Al soient excités par des interactions directes qui dépendent seulement de la structure de ce noyau.


Nγ
C.a
3000
2400
1800
1200
600
0
0
50
0,84 MeV
1,02 MeV
1,40 MeV
1,82 MeV
2,21 MeV
2,94 MeV
Réaction (n,xγ)
Diffuseur Al (94,5g)
Nα = 2 . 10⁸
9/2 +
3/2 +
5/2 +
7/2 +
3/2 +
1/2 +
5/2 +
3,001
2,980
2,732
2,209
1,0130
0,829
0 MeV
13
76
24
99
100
87
97
100
27Al

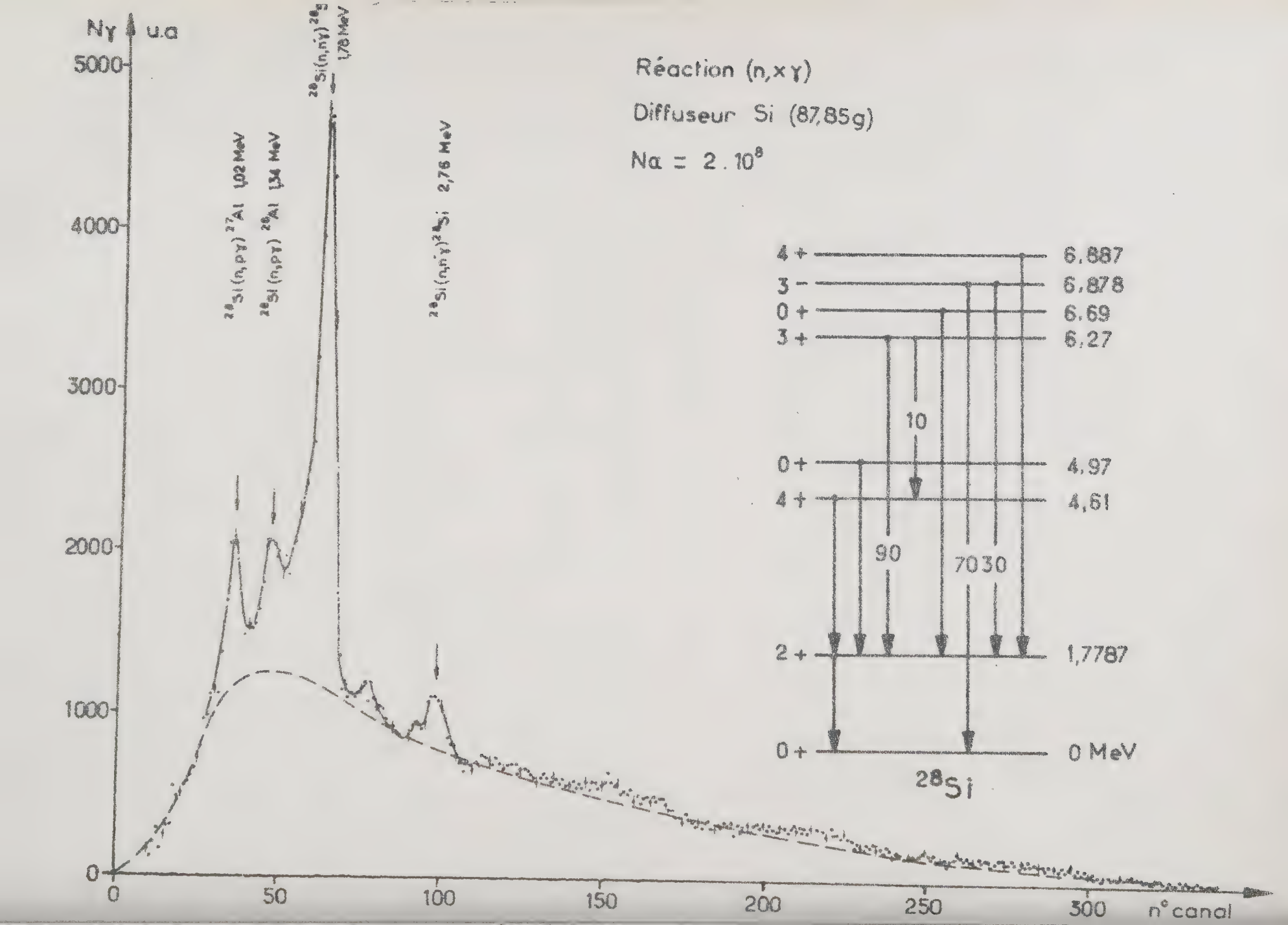
SILICIUM (Figure IV - 15)

La figure IV - 15 montre également au voisinage de E_γ = 4,6 MeV un écart par rapport au spectre γ continu. Nous pensons qu'il s'agit de photons résultant de la désintégration du niveau 3^+ (E = 6,27 MeV) excité par diffusion inélastique vers le niveau 2^+ (E = 1,77 87 MeV), puisque la désintégration de ce niveau 3^+ vers le niveau fondamental est exclue (EN 67). D'autres photons d'énergie voisine 6,3 MeV apparaîssent. D'après ce que nous venons de voir, il ne s'agit pas d'une transition $3^+ \longrightarrow 0^+$. Peut-être s'agit-il de la désintégration $3^- \longrightarrow 0^+$. du niveau d'énergie E = 6,88 MeV ? Les sections efficaces nn'γ pour ces transitions sont difficiles à mesurer avec précision, nous les estimons à 3 mb environ.

T A B L E A U IV - 11 $^{28}Si(n,x\gamma)$

énergie de la transition (exp)	transition proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$ mb	σ_{nx} par niveau mb	observations
1,02 MeV	$^{28}Si(np\ \gamma)^{28}Al$ E_γ = 1,014 MeV		66 ± 8		
1,34 MeV	$^{28}Si(np\ \gamma)^{28}Al$ E_γ = 1,342 MeV	1^+	51 ± 8		
1,60 MeV	$^{28}Si(n\ \alpha\gamma)^{25}Mg$ E_γ = 1,1614 MeV	$7/2^+$	75 ± 24		
1,78 MeV	$^{28}Si(nn'\gamma)^{28}Si$ E_γ = 1,7787 MeV	2^+	450 ± 45	109 ± 16 90 ± 15	tableau IV-3
2,76 MeV	$^{28}Si(nn'\gamma)^{28}Si$ E_γ = 2,83 MeV	4^+	65 ± 15	30 ± 15	ST 65

Selon A. CHATTERJEE (CH 64), $\sigma_{n,p}$ = 248 ± 92 mb. A. PASQUARELLI (PA 67)a étudié par activation quelques réactions. Il obtient : $\sigma_{n,p}(^{28}Si)$ = 222 ± 12 mb , $\sigma_{n,p}(^{29}Si)$ = 22,7 ± 1 mb , $\sigma_{n,\alpha}(^{30}Si)$ 175 ± 18 mb


Nγ u.a
5000
4000
3000
2000
1000
0
0
50
100
150
200
250
300
n° canal
$^{28}Si(n,n'\gamma)^{28}Si$ 1,78 MeV
$^{28}Si(n,p\gamma)^{27}Al$ 1,02 MeV
$^{28}Si(n,p\gamma)^{28}Al$ 1,34 MeV
$^{28}Si(n,n'\gamma)^{28}Si$ 2,76 MeV
Réaction (n,xγ)
Diffuseur Si (87,85g)
Nα = 2.10⁸
4+ 6,887
3− 6,878
0+ 6,69
3+ 6,27
10
0+ 4,97
4+ 4,61
90
70
30
2+ 1,7787
0+ 0 MeV
^{28}Si

PHOSPHORE (Figure IV - 16)

T A B L E A U IV - 12 $^{31}P(n,x\gamma)$

e de la ition	transition proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$ mb	σ_{nx} par niveau mb	observations
MeV	$^{31}P(nn'\gamma)^{31}P$ E_γ = 1,2661 MeV	$3/2^+$	80 ± 11	25,9 ± 2,6 ∿ 5 mb	BO 65a ST 65b
	$^{31}P(nn'\gamma)^{31}P$ E_γ = 2,234 MeV	$5/2^+$		21 ± 5	ST 65b
MeV	$^{31}P(n,np\gamma)^{30}Si$ E_γ = 2,23 MeV	2^+	210 ± 30		$\sigma_{n,p}$ =81 ± 17 mb (CH 64) $\sigma_{n,p}$ =64 ± 2 mb (PA 67) $\sigma_{n,2n}$=8,4± 0,3 mb (PA 67) $\sigma_{n,\alpha}$ =96,8 ± 3,5 mb(PA 67)
	$^{31}P(n,p\gamma)^{31}Si$ E_γ = 2,317 MeV	$3/2^+$			
MeV	$^{31}P(nn'\gamma)^{31}P$ E_γ = 3,135 MeV	$1/2^+$	40 ±.10		

La réaction $^{31}P(n,d\gamma)^{30}Si$ est exclue (ZA 63)

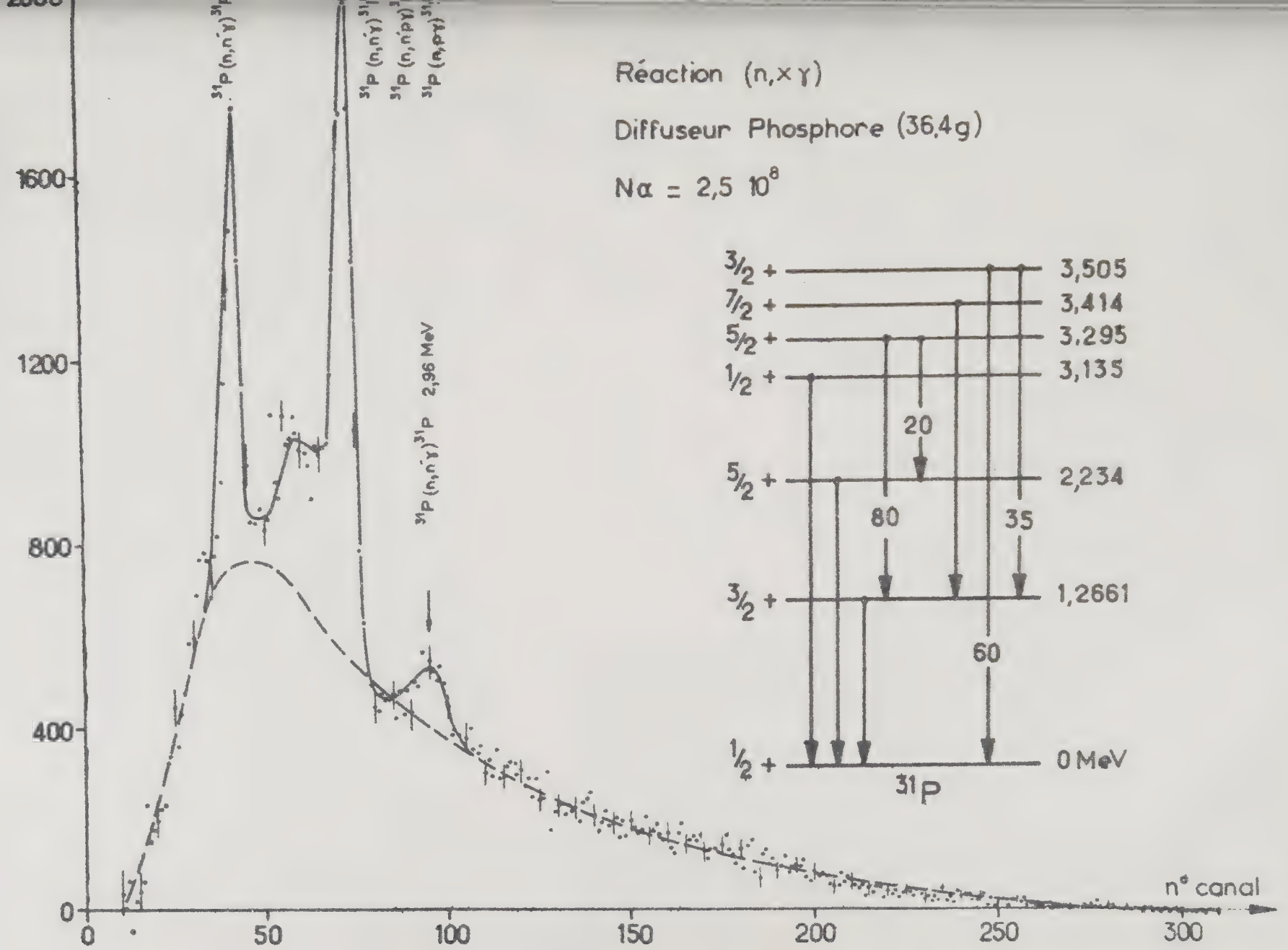

Réaction (n,x γ)
Diffuseur Phosphore (36,4g)
Nα = 2,5 10⁸
3/2 + 3,505
7/2 + 3,414
5/2 + 3,295
1/2 + 3,135
5/2 + 2,234
3/2 + 1,2661
1/2 + 0 MeV
20
80
35
60
31P
31P (n,n'γ)31P 2,96 MeV
n° canal
0
400
800
1200
1600
0
50
100
150
200
250
300

Figure IV 16

SOUFRE (Figure IV - 17)

T A B L E A U IV - 13 $^{32}S(n,x\gamma)$

gie de la nsition	transition proposée	J^π	$\sigma_{nx\gamma}$ mb	σ_{nx} par niveau mb	observations
27 MeV	$^{32}S(n\ \alpha\gamma)^{29}Si$ E_γ = 1,273 MeV	$3/2^+$	105 ± 12		la réaction $^{32}S(n,\ d)^{31}P$ est exclue (ZA 63)
77 MeV	$^{32}S(n\ \alpha\gamma)^{29}Si$ E_γ = 1,796 MeV		200 ± 30		
				70 ± 15	
24 MeV	$^{32}S(n,n'\gamma)^{32}S$ E_γ = 2,237 MeV	2^+	220 ± 30	64 ± 10	tableau IV - 3
				70 ± 15	"
				59 ± 9	TE 62
76 MeV	$^{32}S(nn'\gamma)^{32}S$ E_γ = a voir		40 ± 8 10 ± 3		$\sigma_{n,\alpha}(^{34}S)$ = 163 ± 12 mb $\sigma_{n,p}(^{32}S)$ = 215 ± 6 mb
95 MeV			24 ± 8		$\sigma_{n,p}$ = 238 ± 69 mb (CH 64)

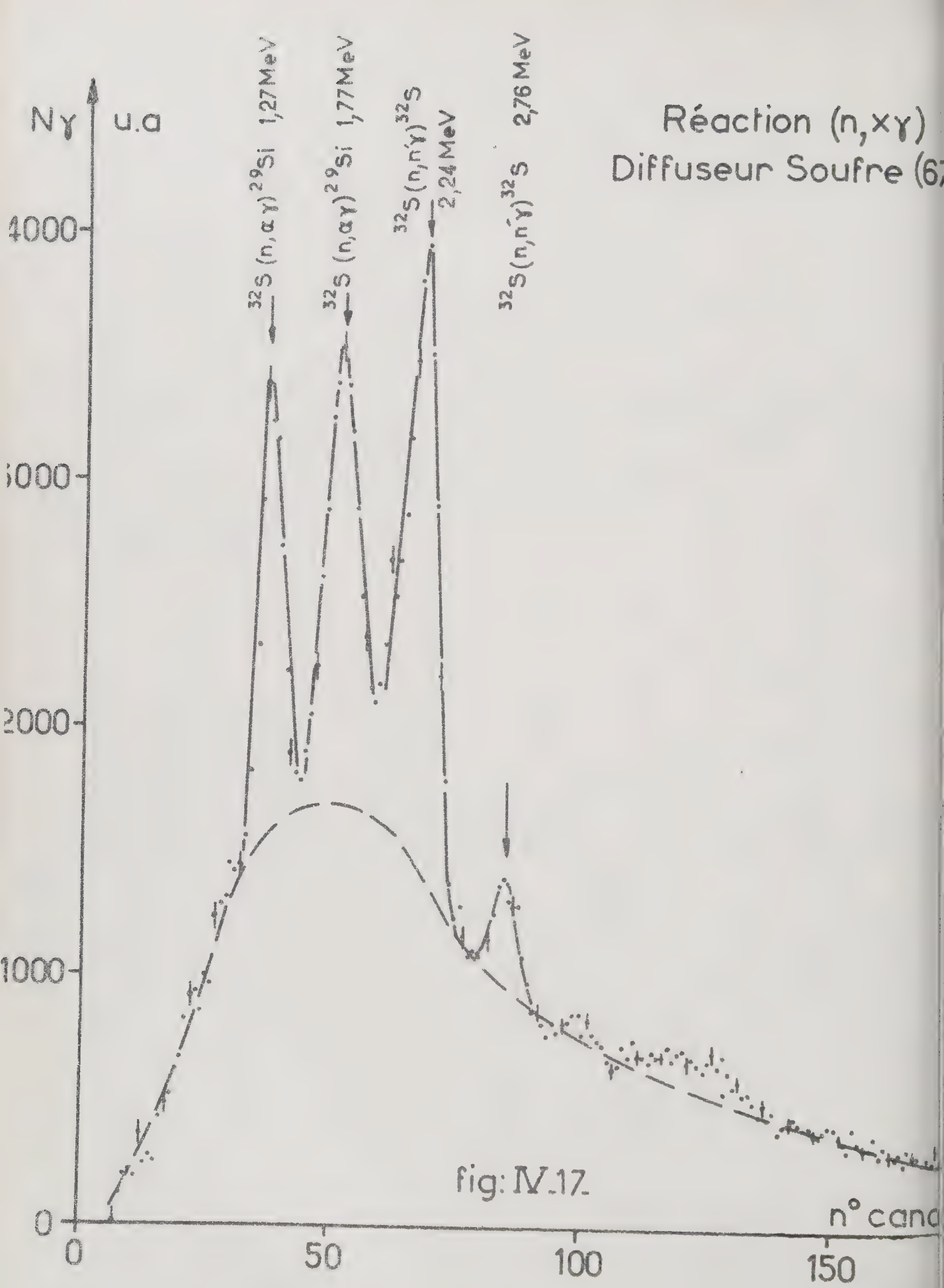

Réaction (n,xγ)
Diffuseur Soufre (67
Nγ u.a
4000
3000
2000
1000
0
0
50
100
150
n° cana
$^{32}S(n,\alpha\gamma)^{29}Si$ 1,27MeV
$^{32}S(n,\alpha\gamma)^{29}Si$ 1,77MeV
$^{32}S(n,n'\gamma)^{32}S$ 2,24 MeV
$^{32}S(n,n'\gamma)^{32}S$ 2,76 MeV

fig: IV.17.

CHLORE (Figure IV - 18)

Avec l'élément utilisé comme diffuseur qui est un monocristal de chlorure de sodium, un partie importante du spectre provient du sodium. En particulier, la section efficace de la réaction(nn'γ) correspondant au pic d'énergie 1,64 MeV est entièrement due à la réaction $^{23}Na(nn'\gamma)$. Nous avons déjà donné les résultats pour le sodium dans le tableau IV - 8.

T A B L E A U IV - 14 $^{35,37}Cl(n,x\gamma)$

de la tion)	transition proposée	$\sigma_{nx\gamma}$	σ_{nx}	observations
MeV	$^{35}Cl(nn'\gamma)^{35}Cl$ E_γ = 1,220 MeV	38 ± 12 mb		La contribution de $^{23}Na(nn'\gamma)$ est détruite
MeV	$^{35,37}Cl(nd\gamma)^{34,36}S$	45 ± 15 mb		La contribution de $^{23}Na(nd)$ est détruite
MeV	$^{35,37}Cl(nn'\gamma)^{35,37}Cl$	100 ± 15 mb		$\sigma_{n,2n}(^{35}Cl)$ = 7 ± 2 mb PA 67 $\sigma_{n,p}(^{37}Cl)$=25,5 ± 2 mb PA 67

Les distributions angulaires des réactions $^{35,37}Cl(n,d)^{34,36}S$ ont été mesurées par D. MILJANIC et al (MI 68). Mais l'absence de mesures pour les angles arrières rend difficile l'estimation des sections efficaces.

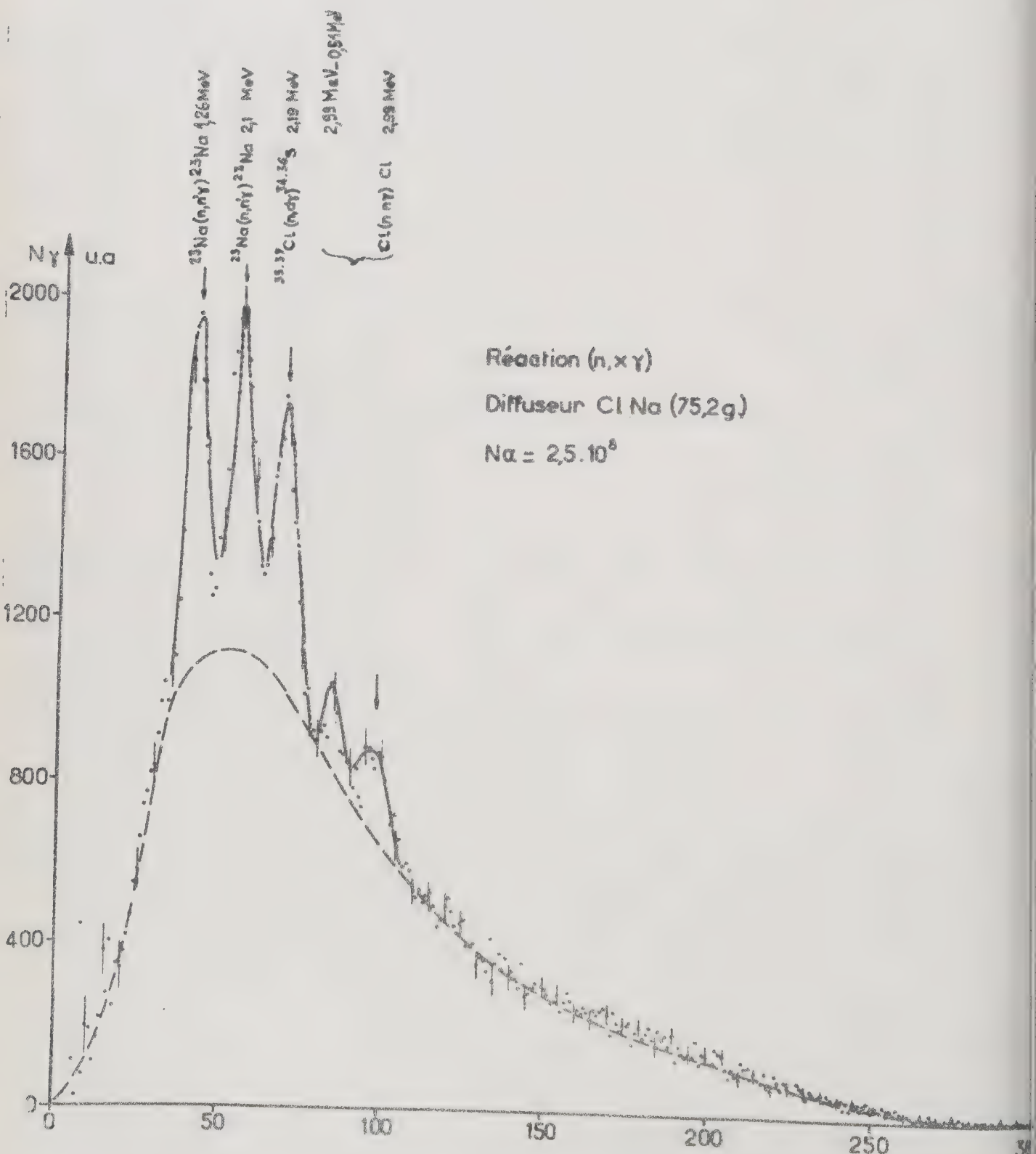

Nγ u.a
2000
1600
1200
800
400
0
0
50
100
150
200
250
$^{23}Na(n,n'\gamma)^{23}Na$ 1,26 MeV
$^{23}Na(n,n'\gamma)^{23}Na$ 2,1 MeV
$^{35,37}Cl(n,n'\gamma)^{34,36}S$ 2,19 MeV
2,99 MeV-0,51 MeV
$Cl(n,n\gamma)Cl$ 2,99 MeV
Réaction (n, x γ)
Diffuseur Cl Na (75,2g)
Nα = 2,5.10⁶

Figure IX 18

POTASSIUM (Figure IV - 19)

Un seul pic est identifié à une énergie égale à 2,20 $\pm$ 0,1 MeV. Le premier état de ^{39}K est à une énergie de 2,53 MeV ; c'est vraisemblablement un état de 2 s 1/2. P.B. STELSON (ST 65b) a constaté que très peu d'états de particules étaient observés expérimentalement. Ce fait est confirmé par nos résultats. Le pic dont nous montrons l'existence peut donc être attribué à la réaction $^{39}K(n,p\gamma)^{39}Ar$ avec une section efficace $\sigma_{np\gamma} = 115 \pm 25$ mb ($\sigma_{np} = 354 \pm 54$ mb) (CH 64). La réaction $^{39}K\ (n,d_{0,1})^{38}Ar$ a aussi été étudiée . Mais la remarque faite dans le cas du chlore s'applique aussi (MI 68).

CALCIUM (Figure IV - 20)

Un seul pic est observé. Son énergie est de 3,9 $\pm$ 0,2 MeV. Nous pensons qu'il peut être attribué à la réaction $^{40}Ca(nn'\gamma)^{40}Ca$ avec excitation des niveaux 2^+ (E = 3,903 MeV) et 3^- (E = 3,734 MeV) ; la section efficace est $\sigma_{nn'\gamma} = 43 \pm 15$ mb ($\sigma_{nn'} = 47 \pm 10$ mb). Pour ce noyau $\sigma_{np} = 408 \pm 110$ mb (CH 64). D. MILJANIC et al ont aussi étudié les réactions $^{40}Ca(n,d)^{39}K$ (MI 68).

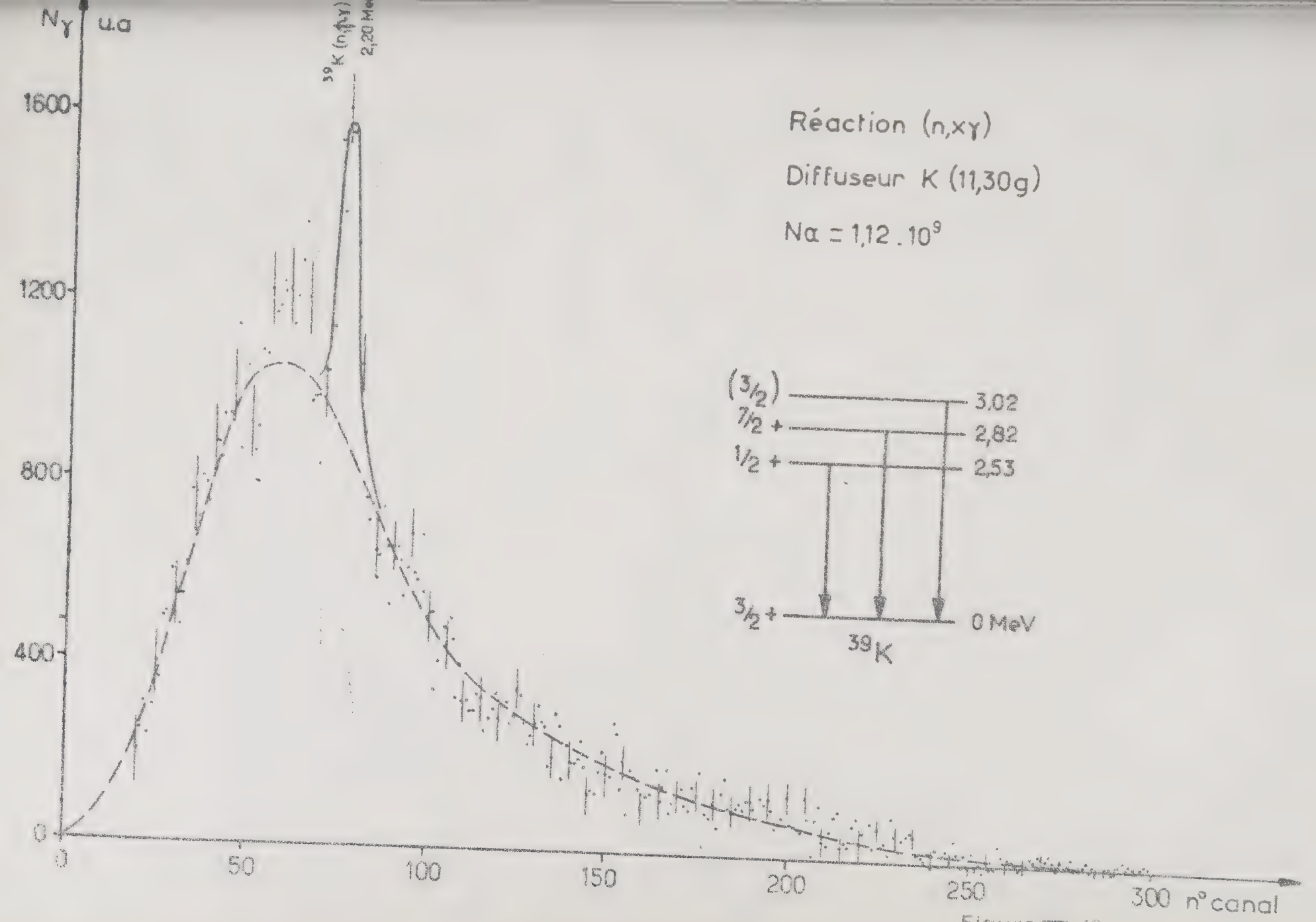

N_γ u.a
1600
1200
800
400
0
0
50
100
150
200
250
300 n° canal
$^{39}K(n,n'\gamma)$ 2,20 MeV
Réaction (n,xγ)
Diffuseur K (11,30g)
Nα = 1,12 . 10^9
(3/2)
7/2 +
1/2 +
3/2 +
3,02
2,82
2,53
0 MeV
^{39}K

Figure IV. 19

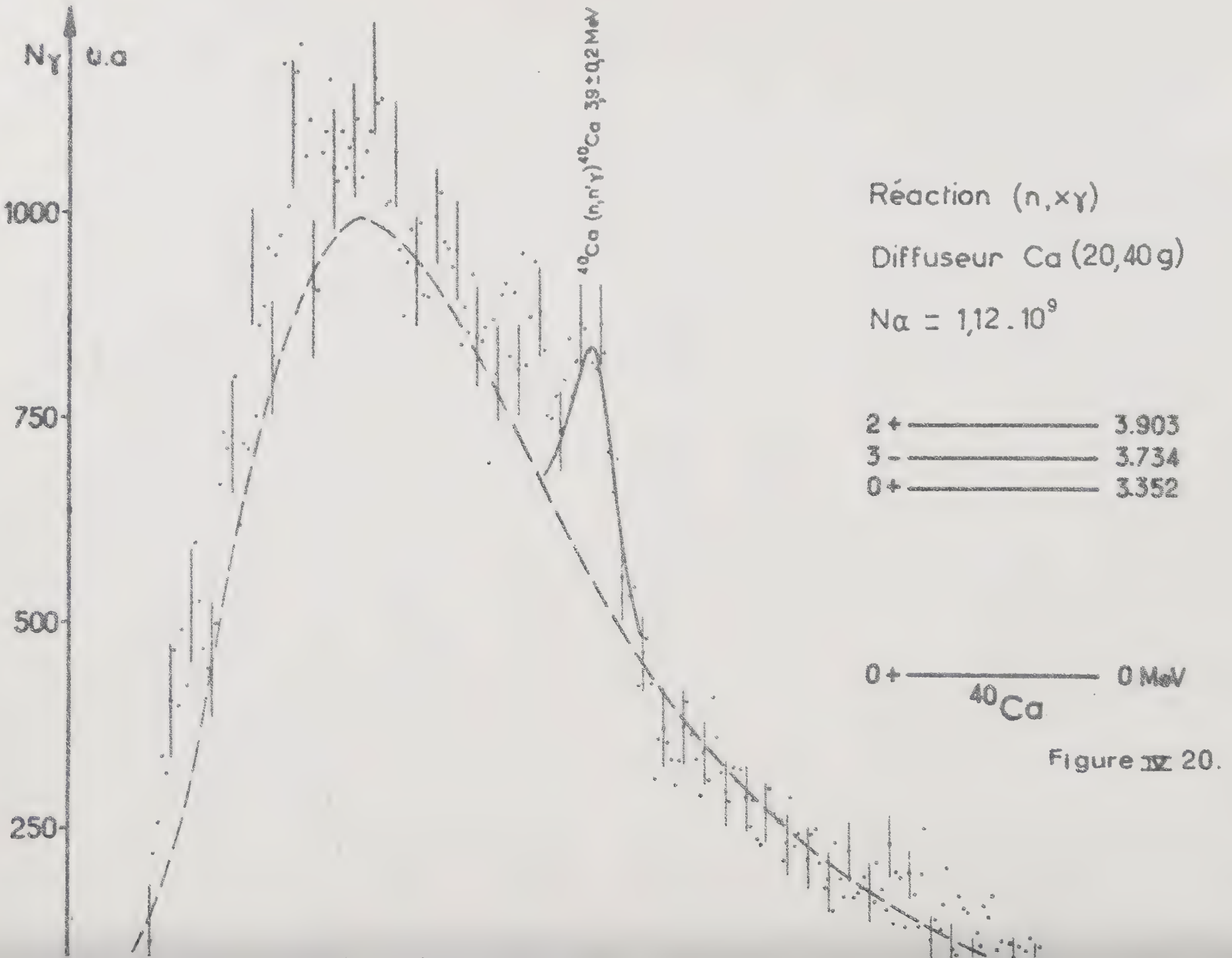

N_γ U.a
1000
750
500
250
$^{40}Ca\ (n,n'\gamma)^{40}Ca$ 3,9±0,2 MeV
Réaction (n,xγ)
Diffuseur Ca (20,40 g)
Nα = 1,12 . 10^9
2+ 3.903
3- 3.734
0+ 3.352
0+ 0 MeV
^{40}Ca

Figure IV 20.

3°) Comparaison entre $\sigma_{n,n'\gamma}$ pour ^{24}Mg et ^{28}Si

Soient :

$\sigma_{nn'\gamma}(E_i)$ la section efficace de la réaction n,n'γ mesurée la détection des photons de désexcitation du niveau d'énergie E_i.

$\sigma_{n,n'}(E_i)$ la section efficace de diffusion inélastique des trons laissant le noyau résiduel dans son état d'énergie E_i.

σ^n_{ID} et σ^n_{NC} les sections efficaces de diffusion inélast correspondant à l'interaction directe et à la désintégration du noyau composé.

En examinant les résultats rassemblés dans les tableaux IV à IV - 14 qui concernent l'excitation par diffusion inélastique des no légers, on consatate que :

$\sigma_{n,n'\gamma}(E_i) \sim \sigma_{n,n'}(E_i)$ pour les noyaux de la couche 1 p

$\sigma_{n,n'\gamma}(E_i) > \sigma_{n,n'}(E_i)$ pour les noyaux de la couche 1 d

Ce résultat peut être expliqué par l'hypothèse de la forma du noyau composé dont la désintégration se traduit par l'évaporation d neutrons. Le spectre en énergie des neutrons est maximum pour une éner approximativement égale à la température nucléaire. Le noyau résiduel ainsi souvent laissé avec une énergie d'excitation élevée ; ces niveau se désintègrent par l'émission de cascades qui incluent très souvent l passage par le premier état excité.

Nous avons supposé plus haut, que selon N.K. GLENDENNING (GL 59), les premiers niveaux d'un noyau sont seuls excités par interaction directe. Leur probabilité d'être atteints à la suite de l'évaporation d'un neutron est négligeable.

Compte tenu des hypothèses formulées, nous avons :

IV - 22 $$\sigma^{n}_{ID} = \sum_{j} \sigma_{n,n'}(E_j)$$

En fait pour la plupart des noyaux des couches 1 d - 2 s, k = 1. Il n'y a que dans le cas de l'aluminium et du silicium où la diffusion inélastique excite plusieurs niveaux (ST 65b).

Nous pouvons également écrire :

IV - 23 $$\sigma^{n}_{ID} + \sigma^{n}_{NC} > \sigma_{n,n'\gamma}(E_i)$$

L'inégalité dans la réaction IV - 23 provient de ce que certaines cascades de désintégration des niveaux atteints après l'évaporation des neutrons ne passent pas par le premier état excité.

Nous nous proposons maintenant d'évaluer σ^{n}_{NC} à partir des résultats que nous avons obtenus. Nous allons tout d'abord envisager un cas hypothétique simple en considérant la figure IV - 21.

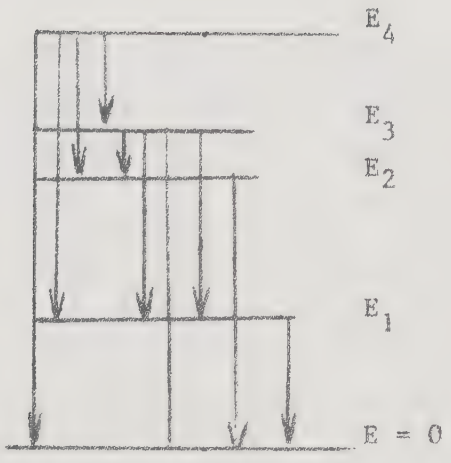


Figure IV - 21

Soit un noyau dont quatre niveaux d'énergie E_1, E_2, E_3, E_4 peuvent être excités avec une probabilité $N(E_1)$, $N(E_2)$, $N(E_3)$, $N(E_4)$. Le niveau E_4 se désintègre avec un rapport d'embranchement a_4^3 vers le 3e niveau, a_4^2 vers le second, a_4^1 vers le premier, a_4^0 vers le fondamental. Il en est de même pour les autres.

Nous pouvons ainsi évaluer la probabilité $P(E_1)$ de formation du premier niveau en tenant compte des différentes cascades qui peuvent se produire.

$$P(E_1) = N(E_4)\ (a_4^1 + a_4^3\ a_3^1 + a_4^3\ a_3^2\ a_2^1 + a_4^2\ a_2^1)$$

$$+ N(E_3)\ (a_3^1 + a_3^2\ a_2^1) + N(E_2)\ \ a_2^1 + N(E_1)$$

Nous pouvons maintenant étendre ceci au cas plus général où un grand nombre de niveaux est excité. Considérons la désintégration du niveau d'énergie E_k. Il contribuera avec une probabilité $P(E_k^1)$ à la formation du

premier niveau :

$$P(E_k^1) = N(E_k)\left[a_k^1 + a_k^2 a_2^1 + a_k^3 a_3^2 a_2^1 + a_k^3 a_3^1 + a_k^i a_i^{i-1} \ldots \quad a_3^2 a_2^1 + \ldots \quad a_k^2 a_2^1 + \ldots\right]$$

La probabilité totale de formation du premier niveau résultera de la somme sur les $P(E_k^1)$. On peut exprimer le rapport R entre cette probabilité totale de formation du premier niveau et la probabilité de formation de tous les états après l'évaporation qui est égale à $\sum_k N(E_k)$:

$$\text{IV - 24} \qquad R = \frac{\sum_k N(E_k)\left[a_k^1 + a_k^2 a_2^1 + \ldots + a_k^i a_i^{i-1} \ldots a_3^2 a_2^1 + \ldots\right]}{\sum_k N(E_k)}$$

En pratique la situation est grandement simplifiée par le petit nombre de rayonnements intervenant dans chaque cascade, et par le fait que le premier photon de cette cascade correspond à une transition vers l'un des cinq premiers niveaux. Nous pouvons vérifier ceci sur la figure IV - 22 qui correspond au magnésium 24, et dans ce cas, une valeur approchée de R peut être obtenue.

$$\text{IV - 25} \qquad R = \frac{\sum_k N(E_k)\left[a_k^5 a_5^1 + a_k^4 a_4^1 + a_k^3 a_3^1 + a_k^2 a_2^1 + a_k^1\right]}{\sum_k N(E_k)}$$

Pour calculer R , nous devons évaluer $N(E_k)$. Il est évident que la probabilité $N(E_k)$ de former le niveau d'énergie E_k est égale à la probabilité $\mathcal{N}(\mathcal{E}_n - E_k)$ d'évaporer un neutron d'énergie $\mathcal{E}_n - E_k$ ($\mathcal{E}_n$ est l'énergie des neutrons incidents). Dans l'hypothèse d'une distribution

maxwellienne des neutrons, nous avons :

$$N(E_k)dE_k = \mathcal{N}(\mathcal{E}_n - E_k)d(\mathcal{E}_n - E_k) = (\mathcal{E}_n - E_k)\exp - (\frac{\mathcal{E}_n - E_k}{T})\, d(\mathcal{E}_n - E_k)$$

Pour calculer $N(E_k)$ nous avons pris $T \sim 1$ MeV comme cela est suggéré par une analyse du spectre des neutrons (SC 66). Nous avons pu calculer R pour deux noyaux ^{24}Mg et ^{28}Si dont les niveaux et leurs rapports d'embranchement sont connus jusqu'à une énergie proche de $\mathcal{E}_n$ (EN 67)

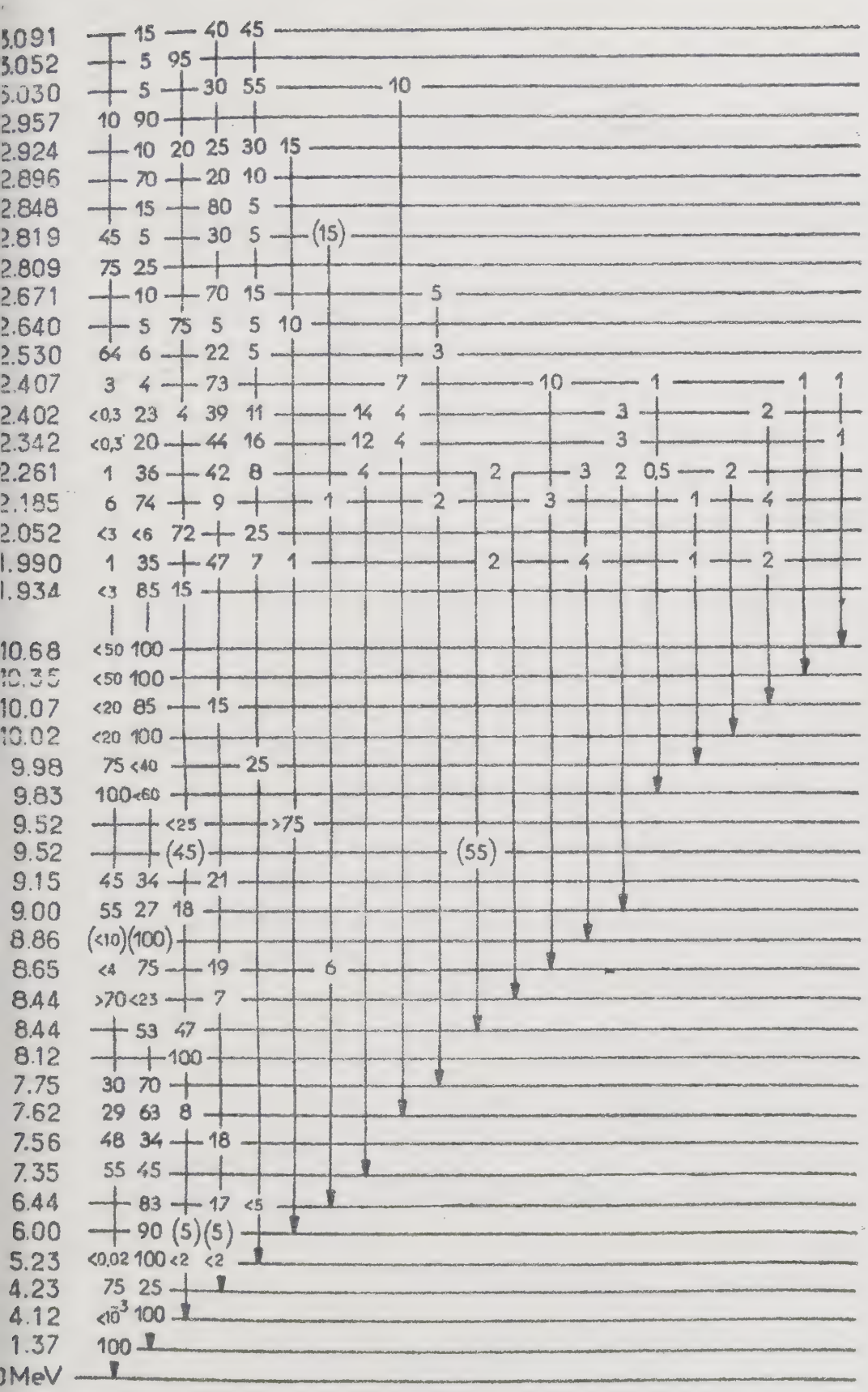
Nous avons obtenu :

$$R(^{24}Mg) = 0,68 \qquad \text{et} \qquad R(^{28}Si) = 0,87$$

Le rapport R détermine le rapport entre le nombre de photons atteignant le premier niveau et le nombre total de cascades de rayonnements consécutifs à la désintégration du noyau composé.

Nous pouvons évaluer $N(E_1)_{NC}$, nombre de rayonnemnts γ du premier niveau d'une cascade de désintégration d'un état résultant de l'évaporation d'un neutron. Ce nombre est proportionnel à la différence entre la section efficace $\sigma_{n,n'\gamma}(E_1)$ qui résulte des deux mécanismes (I.D. et N.C.) et la somme des sections efficaces $\sigma_{n,n'}(E_j)$ compte tenu naturellement du rapport d'embranchement du niveau j vers le niveau 1 puisque l'on s'intéresse essentiellement aux rayons γ issus de ce premier niveau :

$$N(E_1)_{NC} \sim \sigma_{n,n'\gamma}(E_1) - \sum_j a^1_j \sigma_{n,n'}(E_j)$$



^{24}Mg fig: IV.-22.

Des paragraphes qui précèdent, nous pouvons déduire σ^{n}_{NC} :

IV - 26
$$\sigma^{n}_{NC} = \frac{1}{R}\left[\sigma_{n,n'\gamma}(E_1) - \sum_j a^{1}_{j}.\ \sigma_{n,n'}(E_j)\right]$$

Nous allons maintenant calculer σ^{n}_{NC} pour ^{24}Mg et ^{28}Si .

Pour le magnésium 24 :

$$\sigma_{n,n'\gamma}(1{,}37\ \text{MeV}) = 310 \pm 34\ \text{mb}$$

$$\sigma_{n,n'}\ (1{,}37\ \text{MeV}) = 168 \pm 25\ \text{mb}$$

Pour cet élément seule l'excitation par interaction directe du premier niveau a été observée (ST 65b).

Nous avons donc :

$$\sigma^{n}_{NC}\ (^{24}Mg) = 209 \pm 85\ \text{mb}$$

Pour le silicium 28 :

$$\sigma_{n,n'\gamma}(1{,}78\ \text{MeV}) = 395 \pm 80\ \text{mb}$$

$$\sigma_{n,n'}\ (1{,}78\ \text{MeV}) = 90 \pm 15\ \text{mb}$$

$$\left(\begin{matrix}4{,}97\ \text{MeV}\\ 4{,}61\ \text{MeV}\end{matrix}\right) = 30 \pm 5\ \text{mb}$$

Le rapport d'embranchement de ces niveaux d'énergie 4,97 MeV et 4,61 MeV vers le premier niveau est de 100 %. D'où :

$$\sigma_{NC}^{n} \ (^{28}Si) = 373 \pm 85 \text{ mb}$$

Pour conclure ce paragraphe, nous devons observer que la méthode exposée ici est limitée à quelques noyaux. En effet, si la mesure de $\sigma_{n,n'\gamma}(E_i)$ est relativement aisée et peut être effectuée pour la plupart des éléments, il est par contre, plus difficile d'obtenir $\sigma_{n,n'}$. Les erreurs introduites étant d'autre part importantes,nous avons envisagé d'utiliser une autre méthode.

4°) Estimation de σ_{NC}^{n} d'après le spectre γ continu.

Nous rappelons ici une hypothèse formulée au début de ce chapitre. L'existence du spectre γ continu est due essentiellement à l'évaporation des neutrons par le noyau composé puisque les réactions (n,p) , (n,α)... laissent dans ce cas le noyau final dans un domaine d'énergie où les niveaux sont bien séparés.

Le calcul de la valeur absolue de la section efficace σ_{NC}^{n} à partir du spectre continu est difficile car on ne connait pas exactement pour tous les noyaux le nombre de rayonnements γ émis. Le très grand nombre de raies comprises dans le spectre rend d'autre part, très imprécise, une évaluation de σ_{NC}^{n} à cause de l'incertitude sur l'efficacité, sur le mode de détection.

Il nous a semblé préférable d'étudier la variation relative du spectre γ continu. Nous avons commencé par normaliser la surface de ce spectre par rapport à la valeur de σ_{NC}^{n} obtenue pour le silicium 28 . A partir

de cette valeur et du rapport des surfaces des spectres pour ^{24}Mg et ^{28}Si, nous en déduisons une nouvelle valeur pour σ^{n}_{NC} (^{24}Mg) :

$$\sigma^{n}_{NC} (^{24}Mg) = 205 \pm 55 \text{ mb}$$

Nous pouvons remarquer l'excellent accord entre cette valeur et celle qui a été obtenue à partir de la relation IV 26.

Cette méthode semble applicable au magnésium 24 qui est comme le silicium 28 un noyau pair - pair, nous l'avons aussi utilisée pour le soufre 32. Toujours à partir du rapport des surfaces des spectres continus normalisées pour le silicium , nous obtenons :

$$\sigma^{n}_{NC} (^{32}S) = 260 \pm 70 \text{ mb}$$

Nous avons extrapolé cette méthode aux autres éléments pour lesquels nous avons mesuré le spectre γ continu. Il existe toutefois une incertitude car le mode de désintégration des niveaux étant en grande partie inconnu on ne peut pas affirmer qu'en moyenne les spectres des photons sont similaires. Nous pensons toutefois obtenir une valeur approximative qui peut servir de guide pour des expériences ultérieures. Nous avons représenté les résultats de l'évaluation de σ^{n}_{NC} pour cette méthode sur la figure IV - 23 Deux séries d'expériences ont été effectuées avec deux scintillateurs de dimensions différentes : un de 4,37 cm x 5 cm et l'autre de 12,5 cm x 12,5 Nous avons preprésenté également la valeur obtenue pour le magnésium 24 à partir de la relation IV - 26.

L'ensemble de résultats porté sur la figure IV - 23 semble qualitativement en accord avec l'analyse des effets des couches dans les

Mesure de σ^n_{NC} dans la réaction A (n,n')A

détecteur 5"x5" } surface du spectre continu
" $1''\frac{3}{4} \times 2''$ } (normalisé p,r à ^{28}Si)
σ^n_{NC} (relation IV_26)
ensemble des résultats pour ^{28}Si

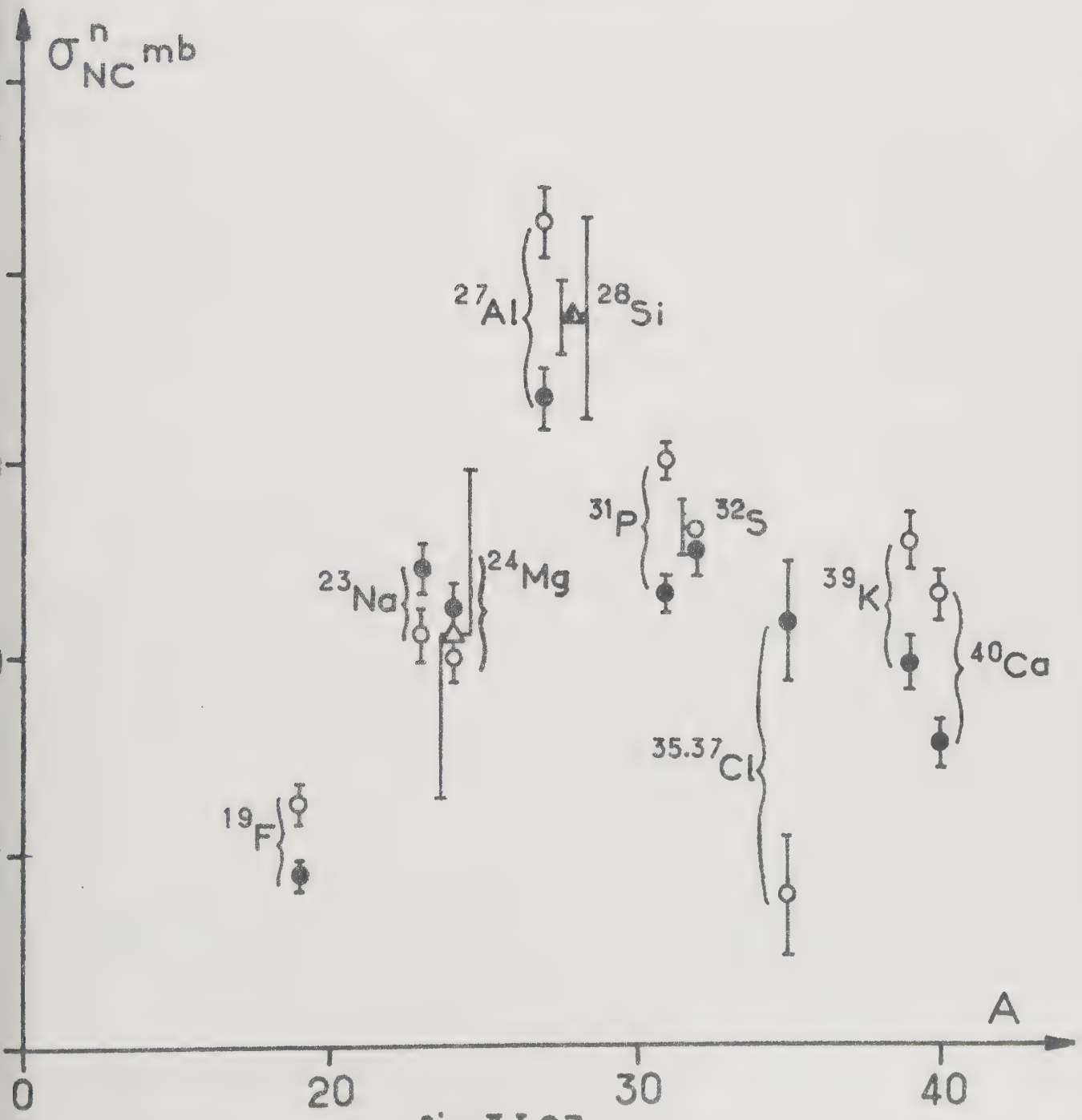


fig: IV_23.

réactions (n,p) , (n,α) faite par A. CHATTERJEE (CH 64) , CH 66). Cet auteur a montré que l'emploi du modèle statistique dans l'étude de la formation du noyau composé permet de reproduire la section efficace de ces réactions à condition de faire intervenir la densité de niveaux du noyau résiduel.

5°) Comparaison avec d'autres réactions nucléaires

Dans les résultats que nous venons d'exposer, nous avons admis l'existence d'un lien entre le spectre γ continu et la section efficace de formation du noyau composé. Il apparaît ainsi que σ_{NC}^{n} est nulle pour les noyaux de la couche 1 p et au contraire atteint des valeurs assez importantes pour les noyaux 1 d - 2 s. Nous nous proposons maintenant de comparer notre travail à d'autres expériences conduisant à une évaluation quantitative de la présence des mécanismes d'interaction directe et du noyau composé.

a) réactions (n,α)

B. LEROUX (LE 68) a étudié les réactions (n,α) induites sur deux noyaux de la couche 1 p : l'oxygène et l'azote, et deux noyaux de la couche 1 d : l'aluminium et le silicium. Il a montré que dans les réactions $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ et $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$, la formation du noyau composé est pratiquement exclue. Par contre, pour les réactions $^{27}A\ell(n,\alpha)^{24}Na$ ce mécanisme prédomine et il occupe une place importante dans les réactions $^{28}Si(n,\alpha_o)^{25}Mg$ (noyau composé 30 %, interaction directe 70 %), $^{28}Si(n,\alpha_1)^{25}Mg$ (noyau composé 55 %, interaction directe 45 %).

b) réaction $^{27}A\ell(p,p')^{27}A\ell$

J. KOKAME et al (KO 65) ont étudié les mécanismes d'interaction dans la diffusion inélastique par l'aluminium de protons d'énergie variant

de 6 à 14 MeV. Ils ont mesuré les distributions angulaires. Ils ont admis que la section efficace de désintégration du noyau composé vers un niveau de spin J est proportionnelle à 2 J + 1. Ils ont déduit pour chaque énergie et chaque niveau la proportion du noyau composé d'après la variation de $\sigma_{pp'}$ avec 2 J + 1. Ils ont montré ainsi que σ^{p}_{ID} reste pratiquement constant et égal à 78 $\pm$ 7 mb pour E_p > 8 MeV. Par contre σ^{p}_{NC} décroît de 200 mb à 25 mb quand E_p décroît de 7 à 13 MeV. La valeur obtenue pour E_p = 13 MeV : σ^{p}_{NC} = 25 mb est notablement inférieure à la quantité σ^{n}_{NE} que nous indiquons pour l'aluminium ($\sigma^{n}_{NC} \sim 370$ mb). Ceci s'explique puisque dans l'évaluation de σ^{p}_{NC}, il n'a été tenu compte que de l'excitation des six premiers niveaux de l'aluminium alors que le modèle statistique prévoit en particulier pour $E_p \simeq 13$ MeV, l'excitation d'un grand nombre de niveaux autour de $E_{p'} \simeq 10$ MeV.

c) réactions $^{26}Mg\ (p,p')^{26}Mg$

O. HAUSSER et al (HA 68) ont étudié la réaction $^{26}Mg(p,p')^{26}Mg$ pour des protons dont l'énergie s'étend de 8,3 MeV à 14 MeV. Ils ont étudié les fonctions d'excitation par pas de 30 keV et analysé les fluctuations d'ERICSSON pour les réactions (p,p_o), (p,p_2) et (p,p_4). Ils en ont déduit la contribution relative du mécanisme du noyau composé et de l'interaction directe par l'évaluation de la quantité $Y_{D.I}$ définie par

$$Y_{D.I} = \frac{\sigma_{DI}}{\sigma_{DI} + \langle\sigma_{CN}\rangle}$$

Y_{DI} est liée à la fonction d'auto corrélation $C(\varepsilon)$ pour $\varepsilon = 0$ par la relation :

$$C(0) = \frac{1}{N}\ (1 - Y_{DI}^{2})$$

N étant le nombre effectif de voies ouvertes dans la réaction.

O. HAUSSER et al ont ainsi montré que l'interaction directe représente environ 90 % de la section efficace moyenne pour la réaction (p,p_o) , 70 % dans le cas de la réaction (p,p_2) et 80 % dans le cas de la réaction (p,p_4).

Les résultats ainsi obtenus dans la diffusion élastique et i lastique de protons montrent que la formation du noyau composé n'est pas négligeable. Cette contribution doit encore être plus importante dans le cas de la diffusion des neutrons qui peuvent traverser les noyaux sans subir les effets de la barrière coulombienne et c'est ce qu'indiquent nos résultats.

CHAPITRE V

CAPTURE RADIATIVE DES NEUTRONS

La capture radiative des neutrons thermiques ou épithermiqu a été analysée par N. BOHR qui a été amené à proposer la théorie du noya composé. Lorsque l'énergie des neutrons croît jusqu'à plusieurs MeV, la section efficace de capture diminue considérablement et elle n'est plus de quelques millibarns environ. L'étude de ces réactions devient alors t difficile, mais elle est extrêmement importante. En plus des mécanismes noyau composé et de l'interaction directe, dont nous avons parlé dans le chapitres précédents, vient s'introduire une interaction semi - directe. Ce phénomène que nous étudierons plus en détail au paragraphe B-3, se tr duit par la capture du neutron dans un état lié et excitation du noyau r duel dans la "résonance géante" ; c'est un exemple d'état "doorway (FE 6

Nous allons donc exposer dans ce chapitre les résultats théoriques que l'on peut déduire des différents modèles, en ce qui conce le spectre en énergie des particules et la section efficace. Nous allons au paravant, étudier brièvement la résonance géante et nous en déduirons une évaluation de la section efficace de la réaction (γ , n) puis de la reaction inverse (n,γ).

A - EVALUATION DE LA SECTION EFFICACE n,γ

1°) Résonance géante

Les réactions photonucléaires du type (γ,n) , (γ,p)on fait l'objet de très nombreuses études expérimentales (HA 63). Les sections efficaces de ces réactions obtenues, soit par des méthodes d'activation, soit par mesure du nombre de neutrons ou de protons émis, ont mis en évidence l'existence d'une résonance très large pour une énergie de photons décroissant de 25 MeV à 15 MeV environ quand le nombre de masse A du noyau augmente. Cette résonance est dite "résonance géante" ; sa largeur atteint plusieurs MeV, et elle est sensible à la présence des nombres magiques. L'étude de la distribution angulaire des particules émises, a montré que cette excitation est du type dipolaire électrique (E1). Il a été montré que l'on peut évaluer la section efficace de la réaction photonucléaire, au moyen d'une loi de conservation dite "règle de somme". Nous allons montrer comment, à partir d'hypothèses simples, on peut calculer la position en énergie de la résonance géante, et évaluer la "règle de somme". Les résultats que nous donnons ici sont extraits d'un travail effectué à Bordeaux par G. MONSONEGO (MO 58).

a) énergie de la résonance géante

Considérons un noyau léger pour lequel N = Z ; nous admettons que les neutrons d'une part, les protons d'autre part, constituent un gaz limité par un sphère de rayon R comme l'indique la figure V - 1. La distance entre les centres des deux sphères en $\xi = C_1 C_2$ ($\xi \ll R$).

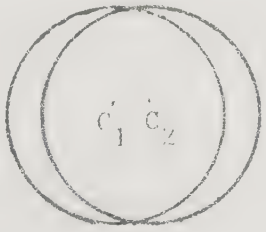


Figure V - 1

Les deux sphères ont un volume commun et une partie V_n ou V_p qui ne s'interpénètre pas :

$$V_n = V_p = \pi R^2 \mid \xi \mid$$

Si ρ est la densité des neutrons et des protons, on peut calculerle nombre de nucléons contenus dans V_n et V_p ; ce nombre est égal à $\pi R^2 \mid \xi \mid \rho$. Si on appelle φ l'énergie potentielle nécessaire au déplacement d'un nucléon, le mouvement relatif total produira une variation d'énergie potentielle V égale à : $2 \pi R^2 \mid \xi \mid \rho\varphi$. La force de rappel étant proportionnelle à la distance :

$$F = - k x \quad \text{et} \quad V = \frac{k x^2}{2} + C^{te}$$

Les deux fonctions doivent se raccorder pour $x = \mid \xi \mid = \varepsilon$ d'où :

$$k = \frac{2 \pi R^2 \rho\varphi}{\varepsilon}$$

La pulsation ω correspondant au potentiel ci-dessus peut se calculer par :

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M}}$$

M représente ici la masse réduite du système soit, en appelant m la masse d'un nucléon :

$$M = \frac{2}{3} \pi R^3 \rho m \qquad R = R_o A^{1/3}$$

d'où l'énergie de la résonance :

$$E = \hbar \omega = \hbar \left(\frac{3\varphi}{\varepsilon R_o m} \right)^{1/2} A^{-1/6}$$

Energie de la résonance géante. E 1.

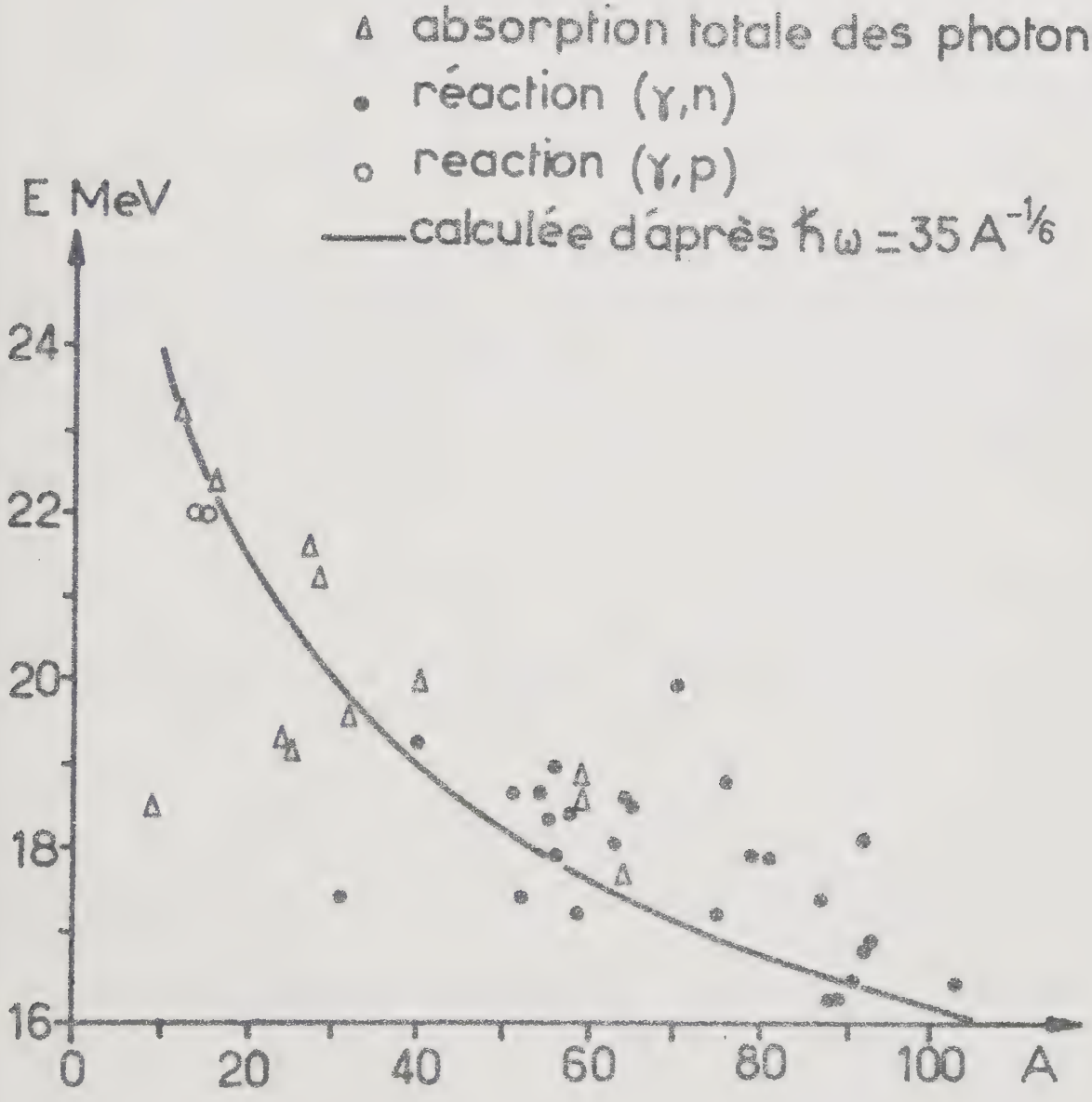


fig: V_2 .

La constante de proportionnalité peut être obtenue par comparaison avec les résultats expérimentaux rassemblés par M. NAJZER (NA 65). Nous les avons portés sur la figure V - 2, sur laquelle nous avons tracé la courbe :

$$E_{MeV} = 35\ A^{-1/6}$$

Cette valeur est inférieure à celle qui a été donnée par G. MONSONEGO, mais le grand nombre de résultats expérimentaux obtenus depuis cette période permet maintenant de déterminer la dépendance en $A^{-1/6}$ avec une meilleure précision. Cette dépendance en énergie n'est pas valable pour les noyaux lourds ($A \geq 100$; l'énergie de la résonance géante varie alors comme $A^{-1/3}$: $\hbar\omega = 82\ A^{-1/3}$ MeV ainsi que l'a rappelé E. HAYWARD (HA 63).

b) Règle de somme

Si $\sigma_\gamma(E)$ est la section efficace de capture des photons d'énergie E, pour un noyau ${}_N A^Z$, la règle de somme s'écrit :

$$\int \sigma_\gamma(E)\, dE > \mathcal{S} = 0{,}06\ \frac{NZ}{A} \quad \text{barns}$$

La règle de somme donne un très bon ordre de grandeur pour l'évaluation des sections efficaces (γ,n) ou (γ,p) car tout au moins dans le cas des noyaux légers, leur somme $\sigma_{\gamma n} + \sigma_{\gamma p}$ rend compte à peu près de 50 à 70 % de la valeur de $\mathcal{S}$ ainsi que le montre le tableau V - 1 donné par H. HAYWARD (HA 63).

TABLEAU V - 1

élément	(γ,n)	(γ,p)	γ	(γ,n)+(γ,p)	$\mathcal{J}$ MeV-mb
^{12}C	0,18 (25 MeV)	0,28 (29 MeV)		0,47 (25 MeV)	180
^{16}O	0,22 (32,5 MeV)	0,46 (30 MeV)	0,63	0,68 (30 MeV)	240
^{28}Si	0,15 (24 MeV)	0,64 (28 MeV)		0,79 (25 MeV)	420
^{40}Ca	0,09 (22 MeV)	0,73 (28 MeV)		0,82 (25 MeV)	600

Colonne 1 : nuclide qui a subi la photodésintégration

2, 3, 4 : section efficace γ,n(ou γ,p ou γ totale) évaluée par rapport à $\mathcal{J}$

5 : somme des sections efficaces γ,n et γ,p

6 : règle de somme

L'énergie placée entre parenthèse à côté des nombres des colonnes 2, 3 et 5 indique la limite supérieure d'intégration pour le calcul de la section efficace.

Depuis quelques années, l'étude de la résonance géante effectuée avec une très bonne résolution, y a cependant montré l'existence de structures très nettement marquées. D'après L. MEYER SCHUTZMEISTER (GO 66), on peut en déceler trois :

- une structure large dont la largeur Γ est de quelques MeV que l'on peut associer à l'interaction directe.

- une structure intermédiaire où Γ est de l'ordre de quelques centaines de keV.

- une structure fine (Γ < 100 keV) associée à la formation du noyau composé.

2°) Détermination de $\sigma_{n,\gamma}$

Nous pouvons évaluer la section efficace de la réaction n,γ d'après la valeur de la section efficace (γ,n) en utilisant le principe de réciprocité . On peut constater d'après le tableau V - 1 que

$\int_0^E (\sigma_{\gamma n} + \sigma_{\gamma p})\, dE$ représente environ les deux tiers de $\mathcal{S}$ et que :

$$\int_0^E \sigma_{\gamma n}\, dE \sim 1/3 \int_0^E \sigma_{\gamma p}\, DE_p$$

Nous aurons donc approximativement :

$$\int_0^E \sigma_{\gamma n}\, dE \sim 10\, \frac{NZ}{A} \quad \text{mb - MeV}$$

soit 30 mb - MeV pour le carbone, 70 mb - MeV pour le silicium etc... Nous savons que si nous considérons les deux réactions nucléaires inverses :

$$n + A \longrightarrow \gamma + B + Q \quad \text{et} \quad \gamma + B \longrightarrow n + A - Q$$

les sections efficaces sont liées par la relation V - 1

$$V - 1 \quad (2 I_\gamma + 1)(2 I_B + 1)\, p_\gamma^2\, \sigma_{\gamma n} = (2 I_n + 1)(2 I_A + 1)\, p_n^2\, \sigma_{n\gamma}$$

I_γ et I_n représentent respectivement le spin du photon et celui du neutron , I_A et I_B celui des noyaux A et B
p_γ et p_n sont les impulsions du photon et du neutron

Nous allons maintenant évaluer $\sigma_{n\gamma}$ dans le cas du silicium 28 pour des neutrons de 14 MeV : nous admettrons que la section efficace de la réaction $n\gamma$ est distribuée uniformément sur un pic d'énergie E_R = 20 MeV et de largeur 6,5 MeV.

$$\sigma_{\gamma n} = \frac{1}{6,5} \int_0^E \sigma_{\gamma n}\, dE \sim 11 \text{ mb}$$

d'où $$\sigma_{n\gamma} = \sigma_{\gamma n} \frac{(2 I_\gamma + 1)(2 I_B + 1)}{(2 I_n + 1)(2 I_A + 1)} \frac{p_\gamma^2}{p_n^2} = \frac{3}{70} \sigma_{\gamma n} = 0,50 \text{ mb}$$

Les sections efficaces $n\gamma$ sont donc faibles et on doit s'attendre à des expériences très longues : environ cent heures par élément. Nous nous proposons maintenant d'évaluer les sections efficaces théoriques en considérant successivement les trois mécanismes envisagés : formation d'un noyau composé, capture directe et capture semi-directe.

B - EVALUATION THEORIQUE DES SECTIONS EFFICACES $\sigma_{\gamma n}$

1°) Noyau composé

Soient σ_{NC} la section efficace de formation du noyau composé, $\sigma_{n\gamma}$ la section efficace de capture radiative , Γ_γ et Γ_n les largeurs

partielles de désintégration de l'état du noyau composé formé. Ces grandeurs sont liées par la relation :

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_{NC} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$$

avec $$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \ldots$$

σ_{NC} est approximativement représenté par la relation V - 2 (LA 59)

V - 2 $$\sigma_{NC} = \pi R^2 + \frac{4\pi}{k_n K}$$

Le premier terme est la section efficace d'absorption géométrique qui rend compte de l'absorption à haute énergie ; le second, tient compte de l'absorption à basse énergie (k_n et K sont les nombres d'onde du neutron libre ou à l'intérieur du noyau):

$$K = \left| \frac{2MV}{\hbar^2} \right|^{\frac{1}{2}} \qquad \text{avec } V \sim 40 \text{ MeV}$$

Nous nous proposons maintenant d'évaluer Γ_γ et Γ_n . Nous utiliserons pour cela des relations établies par A.M. LANE et J.E. LYNN (LA 59).

V - 3 $$\Gamma_\gamma (E^{**}) = \frac{1}{2\pi \rho_o(E^{**})} \int_o^{B_n} \frac{2k_\gamma^2}{\pi} \sigma_{\gamma\mu}(E^{**}-E^{**}_\mu)\rho_o(E^{**}_\mu)\, dE^{**}_\mu$$

V - 4 $$\Gamma_n (E^{**}_n) = \frac{1}{2\pi\rho_o(E^{**})} \int_o^{E^{**}-B_n} \frac{2k_n^2}{\pi} \sigma_{n\beta}(E^{**}-E^{**}_\beta)\, \rho_o{}^{\beta}(E^{**}_\beta)\, dE^{**}_\beta$$

E^{*}_{μ} et (E^{*}_{β}) représentent l'énergie d'excitation du noyau après émission d'un photon (ou d'un neutron).

B_n est l'énergie de liaison du neutron dans le noyau A + 1

$\rho_o(E^{*}_{\mu})$ et $\rho_o(E^{*}_{\beta})$ sont les densités de niveaux des noyaux A + 1 et A pour l'énergie d'excitation E^{*}_{μ} et E^{*}_{β}. Nous admettons que ces densités de niveau sont bien représentées par l'expression donnée au chapitre IV (équation IV - 2).

Introduisant la température nucléaire T_β, on obtient pour $\Gamma_n(E)$ la relation V - 5 :

V - 5
$$\Gamma_n(E) = \frac{2}{\pi} T_\beta^2 \left| \left(\frac{\pi}{T_\beta V}\right)^{1/2} + \frac{MR^2}{h^2} \right| \frac{\rho_o^{\beta}(E^{*} - E_n)}{\rho_o(E^{*})}$$

Pour évaluer $\Gamma_\gamma(E^{*})$ on admet que la section efficace d'absorption des photons est bien représentée par la règle de somme. Nous supposerons que la résonance géante d'énergie $\varepsilon_R = 20$ MeV et de largeur $\gamma = 6{,}5$ MeV est distribuée suivant une fonction $f(\varepsilon_\gamma)$ telle que :

$$f(\varepsilon_\gamma) = \frac{\frac{\gamma}{2\pi}}{(\varepsilon_\gamma - \varepsilon_R)^2 + \frac{1}{4}\gamma^2}$$

La section efficace $\sigma_{\gamma\mu}$ sera donc :

$$\sigma_{\gamma\mu} = \sigma_\gamma f(\varepsilon_\gamma)$$

Après intégration de l'équation V - 3 ceci conduit à :

V - 6 $$\Gamma_\gamma (E^*) = \frac{\mathcal{S}}{h^2 c^2 \pi^2} \frac{\rho_o(E^*_m)}{\rho_o(E^*_n)} \exp\left(\frac{B_n - E^*_m}{T_m}\right) G(\varepsilon_\gamma)$$

avec $$G(\varepsilon_\gamma) = f(\varepsilon_\gamma)\varepsilon_\gamma^4 \left[\left(\frac{T_m}{\varepsilon_\gamma}\right) + \frac{3T_m^2}{\varepsilon_\gamma^2} + \frac{6T_m^3}{\varepsilon_\gamma^3} + \frac{6T_m^4}{\varepsilon_\gamma^4}\right] \qquad \varepsilon_\gamma = E - E_m$$

$$E^*_m = B_n \qquad \text{si} \quad E^* > B_n + 3T_m$$

$$E^*_m = E_n - 3T_m \qquad \text{si} \quad E^* < B_n + 3T_m$$

On obtiendra donc la section efficace de réaction (n,γ) en portant les expressions V - 4 et V - 5 dans la relation :

V - 7 $$\sigma_{n\gamma} = \sigma_{NC} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$$

Pour obtenir le spectre en énergie des photons, nous allons utiliser une méthode due à N. STARFELT. Si on ne s'intéresse qu'au spectre du premier photon de la cascade, on obtient une expression simple :

V - 8 $$N(E_\gamma)\, dE \sim \rho(E^* - E_\gamma)\, \Gamma_\gamma(E_\gamma)\, dE_\gamma$$

$\rho(E^* - E_\gamma)$ est la densité de niveau pour l'énergie d'excitation $E^* - E_\gamma$ et Γ_γ est la largeur de niveau pour l'émission γ. STARFELT a montré que dans un assez grand nombre de cas, la relation reproduit assez fidèlement les résultats expérimentaux en prenant :

$$\rho(E^* - E_\gamma) \sim \left(\frac{E^* - E_\gamma}{T}\right) \quad \text{et} \quad \Gamma_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma^3$$

Si on appelle A la constante de proportionnalité entre $\frac{d\sigma}{dE_\gamma}$ et $N(E_\gamma)$ on a

V - 9 $$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \sim A\, E_\gamma^{\,3} \exp \frac{E^* - E_\gamma}{T}$$

La constante de proportionnalité s'obtient après intégration de la relation V - 9 par comparaison avec la valeur trouvée d'après V - 6

$$\sigma_{n\gamma} = \int_0^{E^*} \frac{d\sigma}{dE_\gamma}\, dE_\gamma = A \int_0^{E^*} E_\gamma \exp\left(\frac{E^* - E_\gamma}{T}\right) dE_\gamma$$

$$A = \sigma_{n\gamma} \left[6T^4 \exp\left(\frac{E^*}{T}\right) - T(E^{*3} + 3TE^{*2} + 6T^2E^* + 6T^3) \right]$$

Dans le cas qui nous intéresse l'énergie d'excitation atteinte, est assez élevée pour que dans le dénominateur de A, le terme en $6T^4 \exp(\frac{E^*}{T})$ soit de loin supérieur au terme en $T(E^3 + 3\,TE^2 + 6\,T^2E + 6\,T^3)$.

Dans ces conditions on a :

V - 10 $$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{\sigma_{n\gamma}}{6T^4}\, E_\gamma^{\,3} \exp\left(\frac{-E_\gamma}{T}\right)$$

Nous allons évaluer les valeurs auxquelles on peut s'attendre dans le cas de la réaction $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$. Nous allons calculer $\sigma_{n,\gamma}$ pour $E_n \sim 14$ MeV et le spectre en énergie des photons pour $E_\gamma > 10$ MeV.

Nous supposons que $T_\beta = T_m = T$; nous négligeons leur variation avec l'énergie et nous prenons $T \sim 1$ MeV. Les autres paramètres sont donnés ci-dessous :

$$B_n = 8,5 \text{ MeV} \qquad E^{*} = 22 \text{ MeV} \qquad a = 3,6 \text{ MeV}^{-1}$$

Δ_A : énergie d'appariement pour le silicium 28 : - 4,3 MeV

Δ_{A+1} : énergie d'appariement pour le silicium 29 : - 2,2 MeV

Nous pourrons avec ces valeurs numériques calculer la densité de niveau. Nous en déduisons Γ_n par la relation V - 5 :

$$\Gamma_n \sim 22 \text{ keV}$$

Nous pouvons observer que la largeur Γ_n ainsi calculée est approximativement la moitié de la largeur totale Γ du silicium 29 pour la même énergie d'excitation qui a été calculée par G. CORLEO (CO 67) et al. Ces auteurs ont obtenu $\Gamma \sim 50$ keV

L'évaluation de Γ_γ est également simple. Il suffit d'appliquer la relation V - 3 ; on obtient :

$$\Gamma_\gamma \simeq 1,8 \text{ eV}$$

Si nous prenons comme section efficace de formation du noyau composé la section efficace σ_{NC} donnée par la relation V - 2 , nous obtenons

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_{NC} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \sim 30 \text{ µb}$$

Spectre en énergie des photons de la réaction $^{28}Si\,(n,\gamma)^{29}Si$

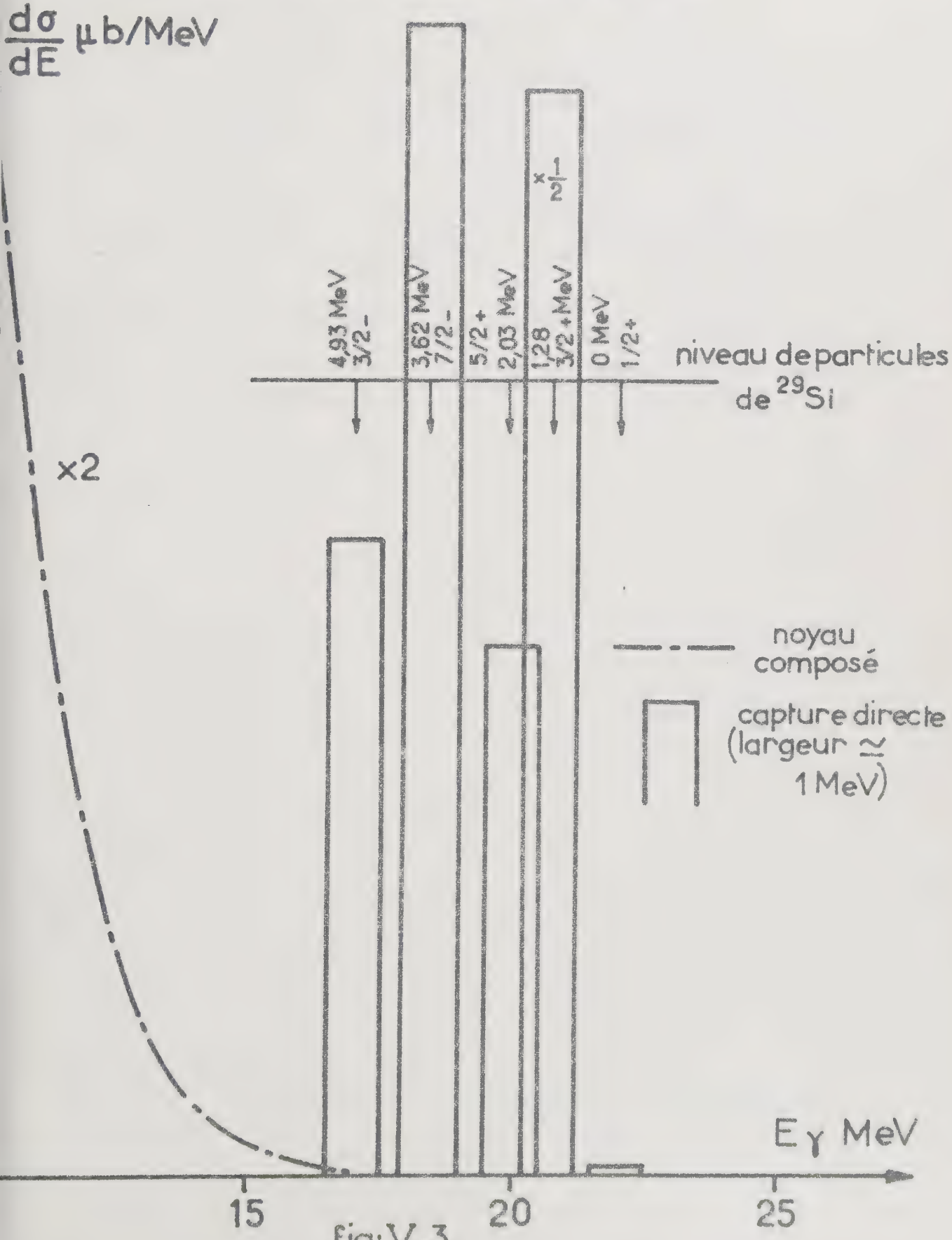


fig: V.3.

La même valeur est obtenue si on utilise la valeur de σ^{n}_{NC} calculée au chapitre IV. Nous obtenons alors :

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma^{n}_{NC} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} \simeq 34 \text{ µb}$$

Les résultats du calcul de $\frac{d\sigma}{dE_\gamma}$ sont donnés sur la figure V - 2. Le calcul montre que la partie du spectre comprise entre 10 MeV et 20 MeV, ne représente que 1,3 % de la section efficace $\sigma_{n\gamma}$. Dans le cas où la formation du noyau composé interviendrait on devrait observer un spectre décroissant régulièrement et surtout une quantité infime de photons de haute énergie (∿ 15 - 20 MeV).

Nous devons faire deux observationsen ce qui concerne les calculs précédents :

a) Nous avons suivi d'assez près les calculs de LANE et LYNN sauf en ce qui concerne la valeur de $\mathcal{J}$ que nous avons choisie égale à l'expression donnée par la règle de somme, alors que ces auteurs ont pris une valeur 1,4 fois plus élevée pour tenir compte des forces d'échange. Notre choix est cependant justifié au paragraphe I d'après les résultats du tableau V - 1.

b) Pour le calcul de la constante de proportionnalité A entre $N(E_\gamma)$ et $\frac{d\nu}{dE_\gamma}$; il n'est pas rigoureusement exact d'intégrer à partir de l'énergie 0 puisque en dessous de quelques MeV le modèle statistique s'applique mal. Cependant, l'ordre de grandeur du nombre de niveaux par MeV est conservé et nous pensons que le calcul fait pour A est sinon exact du moins correct.

2°) Capture directe

Dans ce cas le neutron incident peut être instantanément capturé dans un des états de particules du noyau final.

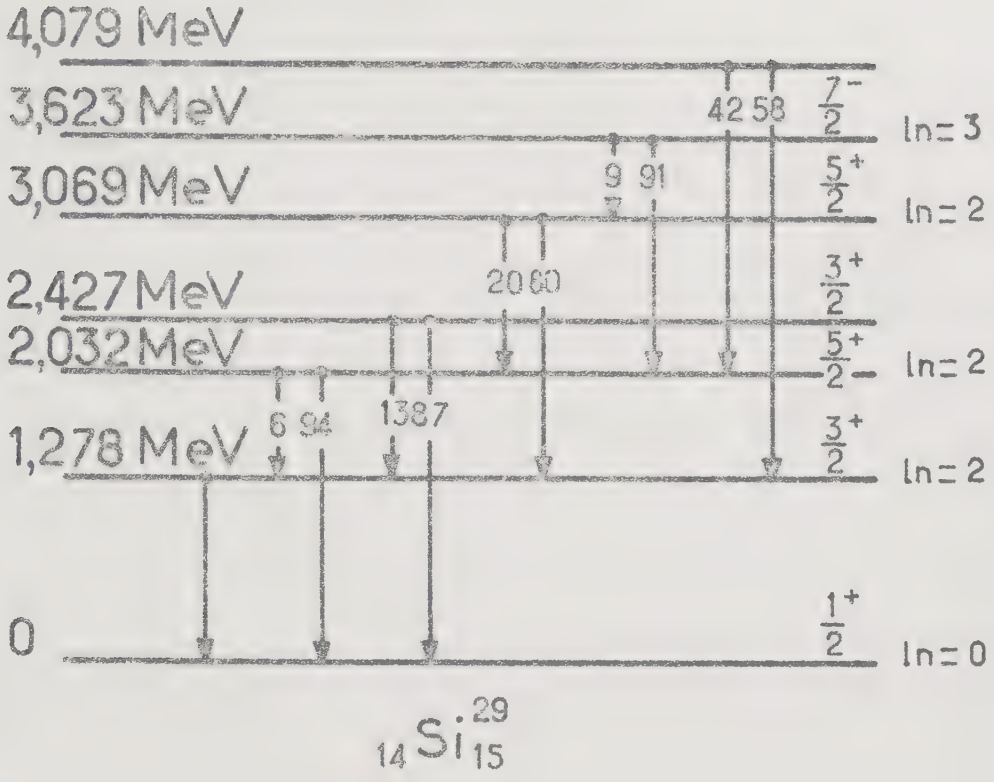


Figure V - 4

Sur la figure V - 4 nous avons représenté le cas du silicium 29 où la dernière couche remplie est la couche 1 d 5/2 . La capture est possible dans les orbites 2 s 1/2 , 1 d 3/2 etc... Nous avons représenté sur la figure V - 4, les différents états de particules du silicium 29 dont l'existence vient d'être confirmée par J.A.BECKER et al.(BE 67). L'énergie en excès sera dissipée sous forme de photons. Ce type de capture sera donc caractérisé par des pics correspondant à des photons d'énergie élevée et égale à $E^{*} - E_e$, E_e étant l'énergie d'excitation de chacun des états de particule.

Pour évaluer la section efficace de capture directe, nous utiliserons la relation V - 11 démontrée par LANE et LYNN (LA 59) dans le cas où la particule incidente est un neutron :

$$V - 11 \qquad \sigma_{n\gamma} = \frac{8\pi}{3k'} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{Mc} \frac{Z^2}{A(A+1)} \hbar^2 Mc^2 \sum_{\ell\ell'} \frac{E_\gamma^3}{\hbar c} (\ell+\ell'+1) \left| R\frac{5}{2} I_{\ell\ell'} \right|^2$$

$I_{\ell\ell'}$ est défini par :

V - 12 $$I_{\ell\ell'} = R^{-5/2} \int_0^\infty \Psi_{\ell'}(r)\, u_{N\ell}(r)\, r^3\, dr$$

$\Psi_{\ell'}^{\ell'}(r)$ partie radiale de la fonction d'onde de la particule incidente de moment angulaire ℓ' est solution de :

V-13 $$\left[\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\ell'(\ell'+1)}{r^2} U(r) - \varepsilon' \right] r\, \Psi_{\ell'}(r) = 0$$

$U(r)$ représente ici le potentiel optique.

ε' est l'énergie du neutron incident.

$U_{N\ell}(r)$ partie radiale de la fonction d'onde du neutron capturé dans un état lié est définie par :

V - 14 $$\left[\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\ell'(\ell'+1)}{r^2} + V(r) - \varepsilon_{N\ell} \right] r u_{N\ell}(r) = 0$$

$V(r)$ représente ici le potentiel nucléaire

$\varepsilon_{N\ell}$ est l'énergie de l'état lié

Pour calculer $I_{\ell\ell'}$ de façon exacte il faut faire appel aux fonctions d'onde $\Psi_{\ell'}(r)$ calculées au moyen du potentiel optique et aux fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique qui représentent de façon correcte les fonctions $U_{N\ell}(r)$. Nous allons toutefois, donner ici les résultats d'un calcul simple basé sur des approximations semblables à celles proposées par BUTLER pour la théorie du stripping du deutéron.

a) Dans l'approximation P.W.B.A. on admet que le nucléon est totalement libre juste avant l'interection. Autrement dit, du potentiel optique U(r) on ne conserve que le potentiel d'absorption W(r).

b) L'absorption ne se produit que sur la surface du noyau caractérisé par son rayon R . Par conséquent :

$$W(r) = W_o \, \delta \, (r - R)$$

$\Psi_{\ell'}(r)$ sera alors solution de :

$$\text{V - 15} \qquad \left| \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell'(\ell'+1)}{r^2} + \delta(r-R)W_o - \varepsilon' \right| r \, \Psi_{\ell'}(r) = 0$$

Pour le calcul de l'amplitude de transition, seule la fonction d'onde à la surface du noyau intervient ; on peut donc poser :

$$Z = K'R \quad \text{avec} \quad K' = \left| \frac{2M(W_o + \varepsilon')}{\hbar^2} \right|^{1/2}$$

L'équation V - 15 devient :

$$\text{V - 16} \qquad Z^2 \, \Psi'(Z) + 2Z \, \Psi'(Z) + (Z^2 - \ell'(\ell' + 1))\Psi(Z) = 0$$

qui n'est autre que celle à laquelle satisfait la fonction sphérique de BESSEL d'ordre ℓ' (AN 64). On peut donc remplacer Ψ (Z) par $j_{\ell'}(K'R)$. Par suite de l'absorption en surface, seule la valeur de $u_{N\ell}(r)$ pour r = R intervient. Nous la calculons en utilisant la largeur réduite $|\theta|^2$ définie par :

$$\left| u_N (R) \right|^2 = \frac{3}{R^3} \quad |\theta^2|$$

$$|\theta|^2 = S_p \, |\theta^\circ|^2$$

$|\theta^\circ|$ est la largeur dite à une seule particule

S_p est le facteur spectroscopique

Les résultats des mesures sont en accord avec les calculs qui ont été faits par différents auteurs : en particulier H.M. Mac FARLANE et J.B. FRENCH (MC 60) et P.W.M. GLAUDEMANS et al(GL 64).

On calcule ainsi $I_{\ell\ell'}$ et on obtient :

$$\left| R^{5/2} \, I_{\ell\ell} \right|^2 = 3 \, |\theta^\circ|^2 \quad j^2_{\ell'} \quad (K'R) \, R^5$$

Dans l'hypothèse où la capture est du type E1 seulesles fonctions de BESSEL d'ordre $\ell' = \ell \pm 1$ seront utilisées

V - 17

$$\sigma_{n\gamma} = B \, S_p \, |\theta^\circ|^2 \quad E_\gamma{}^3 \left[2(\ell+1) j^2_{\ell+1}(K'R) + 2\ell \; j^2_{\ell-1}(K'R) \right]$$

avec $$B = \frac{8\pi}{3k'} \frac{1}{137} \frac{1}{(kc)^4} \frac{Z^2}{A(A+1)} Mc^2 R^2$$

Nous pouvons calculer B dans le cas de la réaction $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$ W = 15 MeV est pris comme potentiel d'absorption. Nous considérons la capture du neutron par des états liés dont les caractéristiques sont portées sur la figure V - 4. Les largeurs $|\theta^\circ|^2$ sont évaluées à partir des valeurs indiquées dans les références suivantes (MC 60) et(EN 67). Dans ce cas $S_p = 1$ puisque le silicium 28 comporte deux couches fermées de neutron et de proton. Les résultats des calculs sont portés dans le tableau V - 2 (ici nous avons : $B = 2{,}156.10^{-31}$ et $K'R = 4{,}7$).

T A B L E A U V - 2

SECTION EFFICACE DE CAPTURE DIRECTE POUR $^{28}Si(n\gamma)^{29}Si$

at final	E_{γ} MeV	$j_{\ell+1}(K'R)$	$j_{\ell-1}(K'R)$	$2(\ell+1)J^2_{\ell+1}(K'R)$	$2\ell j^2{}_{\ell-i}(K'R)$	$\sigma_{n\gamma}$
= 0 = 0	22	$- 213.10^{-3}$	$- 263.10^{-5}$	908.10^{-6}	$- 1384.10^{-10}$	46.10^{-3} µb
= 1,28 MeV = 2	20.72	$2{,}40.10^{-1}$	$4{,}26.10^{-4}$	$34{,}56.10^{-2}$	$36{,}3.10^{-8}$	12,6 µb
= 2,03 MeV = 2	19.97	$2{,}40.10^{-1}$	$4{,}26.10^{-4}$	$34{,}56.10^{-2}$	$36{,}9.10^{-8}$	3 µb
= 3,62 MeV = 3	18.38	$1{,}72.10^{-1}$	$1{,}85.10^{-1}$	$23{,}67.10^{-2}$	$13{,}69.10^{-2}$	6,5 µb
= 4,93 MeV = 1	17	$1{,}85.10^{-1}$	$2{,}13.10^{-1}$	$13{,}69.10^{-2}$	0	3,6 µb

Nous avons porté sur la figure V - 3 les résultats de nos calculs. Nous avons attribué à chaque raie γ portée sur le tableau V - 2 une largeur égale à 1 MeV. Pratiquement, nous devrions observer autour de 20 MeV un pic provenant du mélange des trois raies d'énergie 20,72 MeV, 19,97 MeV et 18,38 MeV. La capture du neutron dans l'état fondamental du silicium 29 est peu probable.

Nous obtenons ainsi une section efficace de capture directe dans le cas du silicium égale à 25 µb environ. Nous constatons par conséquent que ce mécanisme est à lui seul insuffisant, pour parvenir à justifier une section efficace de l'ordre de 500 µb pour la capture radiative.

3°) Capture semi-directe

Le mécanisme de capture directe des neutrons permet d'expliquer l'existence de pics d'énergie élevée dans les spectres des photons, et diminue de façon sensible l'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales de ces sections efficaces. Il y a quand même une sous-estimation de $\sigma_{n\gamma}$ d'un facteur qui est de l'ordre de 10.

Pour éliminer ce désaccord un autre type d'interaction a été proposé simultanément par CLEMENT et al(CL 65) et BROWN (BR 64b). Ces auteurs ont supposé qu'en plus de la capture directe, où le neutron est dans un état lié alors que le coeur constitué par le noyau initial est dans son état fondamental, il se produit une excitation du coeur par suite de l'excès d'énergie $E^{*} - E_e$. Le coeur se désexcite ensuite soit vers l'état fondamental, soit vers un état excité de type collectif.

Cette capture semi-directe constitue un exemple d'états doorway ainsi que l'a indiqué FESCHBACH (NE 65). Un état doorway (ou état de "vestibule") est considéré comme un état particulier du système composé qui

résulte de l'interaction entre un nucléon incident et un nucléon du noyau cible. A la différence de ce qui se passe dans l'interaction directe où ces deux particules interagissent sans former d'états particuliers, l'état doorway possède une largeur et un spin au même titre qu'une résonance du noyau composé. En fait l'état doorway est un état particulier du système composé ; mais par suite de son mode de formation et de ses caractéristiques, il se désintègre avant que la particule incidente n'ait partagé son énergie avec les nucléons du noyau cible. La particule qui forme un tel état ne fait qu'entrer et sortir ; elle ne disparaît pas à l'intérieur du noyau composé.

Schématiquement, on écrit :

- pour la capture directe :

$$^{28}Si + n \xrightarrow{E^{**}} n^{**} + {}^{28}Si + E^{**} - E_e \longrightarrow E^{**} - E_e + {}^{29}Si + E_e$$

- pour la capture semi-directe :

$$^{28}Si + n \xrightarrow{E^{**}} n^{**} + {}^{28}Si^{**} \longrightarrow E^{**} - E_e + {}^{29}S + E_e$$

L'énergie d'excitation du coeur est : $E^{**} - E_e$

Le spectre des rayons γ est donc beaucoup plus complexe que dans le cas de la capture directe. En effet si trois états de particules peuvent être excités et si le niveau de la résonance géante peut se désintégrer vers trois états du coeur, on observe 9 rayons γ.

Cependant, bien que le spectre γ soit complexe, il est possible d'évaluer assez simplement la section efficace de capture semi-directe à

partir de la section efficace de capture directe. Nous utilisons pour cela une méthode due à G.E. BROWN (BR 64b). Considérons le problème simple de la réaction γ,p sur un noyau constitué par un coeur plus un proton de valence, par exemple : $^{209}Bi\ (\gamma,p)^{208}Pb$. L'amplitude correspondant à l'émission de ce proton sera :

V - 18 $$S_{\alpha m} = \left(\chi_o(\xi)\ \Psi_\alpha\ (r)\ \middle|\ \mathcal{E}\ \middle|\ \chi_o\ (\xi)\ \Psi_m\ (r) \right)$$

$$+ \left(\chi_o(\xi)\ \Psi_\alpha\ (r)\ \middle|\ (V(r,\xi) - \bar{V}\ (r))\ \frac{1}{E_o - H + \hbar\omega}\ \mathcal{E}\ \middle|\ \chi_-(\xi)\ \Psi_m(r) \right)$$

$$+ \left(\chi_o(\xi)\ \Psi_\alpha\ (r)\ \middle|\ \mathcal{E}\ \frac{1}{E_o - H + \hbar\omega}\ (V(r,\xi) - \bar{V}\ (r))\ \middle|\ \chi_o(\xi)\ \Psi_m\ (r) \right)$$

$\chi_o(\xi)$ représente l'état fondamental du coeur

$\Psi_m(r)$ représente l'état du proton de valence supposé soumis au potentiel :

$$\bar{V}\ (r) = \int \chi_o(\xi)\ V\ (r,\xi)\ \chi(\xi)\ d^3\ \xi$$

$V(r,\xi)$ est le potentiel de l'interaction entre le proton de valence et les particules du coeur.

$\Psi_\alpha(r)$ est l'état final du proton

H est l'hamiltonien total du système et, $\mathcal{E}$ l'opérateur de transition dipolaire

$$\mathcal{E} = \sum_{i=1}^{A} \mathcal{E}(\xi i) + \mathcal{E}(r)$$

Le calcul d'interaction directe dont nous avons fait état plus haut, ne retient que le premier terme de $S_{\alpha m}$. Dans le calcul de BROWN on considère en plus l'influence du deuxième terme. L'influence du troisième est négligeable car il correspond à un potentiel total dont l'amplitude est considérablement réduite par le dénominateur $E_o - H + \hbar\omega$

L'opérateur $\mathcal{E}$ produit la résonance géante d'énergie E_D et de largeur Γ_D. A condition que la règle de somme représente toute l'interaction dipolaire, ce qui est approximativement exact dans le cas que nous étudions, on peut remplacer :

$$E_o - H + \hbar\omega \quad \text{par} \quad E - E_D + \frac{i}{2}\Gamma_D + \hbar\omega$$

D'où

V - 19
$$S_{\alpha m} \sim \left(\chi_o(\xi)\psi_\alpha(r) \middle| \left[\mathcal{E} + (V-\bar{V}) \frac{1}{E-E_D+\frac{i}{2}\Gamma_D+\hbar\omega} \mathcal{E} \right] \middle| \chi_o(\xi)\psi_m(r) \right)$$

Nous pouvons observer que :

a) dans le premier terme $\mathcal{E}$ de l'accolade, seule la composante $\mathcal{E}(r)$ intervient puisque seul le proton de valence change d'état

b) d'après la définition de $\bar{V}$ on a :

$$(\chi_o(\xi) | V - \bar{V}) \chi_o(\xi) = 0$$

c) si on considère l'expression :

$$(\chi_o(\xi)\ \psi_\alpha(r) \Big| (V - \bar{V}) \sum_{i=1}^{A} \mathcal{E}(\xi i) | \chi_o(\xi)\psi_m(r))$$

On peut observer que l'opérateur $\sum \hat{\mathcal{E}}(\xi i)$ agissant sur $\chi_o(\xi)$ produit une paire particule-trou puisque la particule de valence effectue une transition de l'état m vers l'état α. L'amplitude de cet élément de matrice calculée par BROWN est donnée par :

$$\Delta E \int \psi_\alpha(r)\, \hat{\mathcal{E}}(r)\, \psi_m(r)\, d^3r$$

ΔE représente le décalage en énergie entre l'état dipolaire et la moyenne des énergies des états particules-trous calculés sans tenir compte de l'interaction résiduelle particule-trou. On obtient finalement :

V - 20 $$S_{\alpha m} \simeq \left(1 + \frac{\Delta E}{E_o + \hbar\omega - E_D + \frac{1}{2} i\Gamma_D}\right) \left(\chi_o(\xi)\psi_\alpha(r) \,|\, \hat{\mathcal{E}} \,|\, \chi_o(\xi)\psi_m(r)\right)$$

et si on appelle σ_{CSD} et σ_{CD} la section efficace de capture semi-directe ou directe :

$$\frac{\sigma_{CSD}}{\sigma_{SD}} = \left| 1 + \frac{\Delta E}{E_o + \hbar\omega - E_D + \frac{1}{2} i\Gamma_D} \right|^2$$

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1°) Comme pour les autres modes de réaction, nous allons calculer σ_{CSD} pour $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$. Nous avons vu que dans la capture directe, seuls interviennent de façon importante les états l d 3/2 , l d 5/2 ,

1 f 7/2 et 2 p 3/2 dont les énergies sont égales respectivement à 1,278 MeV, 2,032 MeV , 3,623 MeV et 4,935 MeV. Nous connaissons par ailleurs, les modes de désintégration des états de la résonance géante du coeur constitué par le silicium 28 d'après les expériences de SINGH et al (SI 65). En effet, ces auteurs ont mesuré la section efficace de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ en détectant les photons conduisant respectivement à l'état fondamental du silicium 28 à son état 2^+ (E = 1,778 MeV) et au doublet 0^+ 4^+ d'énergie 4,97 MeV et 4,61 MeV. L'énergie des protons variant de 4 à 12 MeV était suffisante pour explorer une grande partie de la résonance géante.

Dans l'étude du spectre γ issu de la réaction $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$ on s'attend donc à observer un nombre de raies égal au produit de nombres d'états de particules par le nombre de possibilité de désintégration de l'état de la résonance géante, c'est-à-dire ici 4 x 3 = 12.

Nous allons maintenant procéder au calcul de la distribution expérimentale qui résulterait de la théorie de la capture semi-directe. Nous supposons que la contribution de chacune des 12 transitions peut être représentée par une courbe de GAUSS dont la largeur à mi-hauteur est 2 MeV. Appelons donc Y le spectre γ résultant, provenant des 12 raies. Y est égal à la somme Y 1 + Y 2 + Y 3 correspondant à la désintégration de la résonance géante vers l'état fondamental (Y 0) du silicium 28, vers l'état 2^+ (Y 2) et vers le doublet 0^+ 4^+ (Y 3) (pour le doublet nous prenons une énergie moyenne $\simeq$ 4,8 MeV. A leur tour, Y1 , Y2 , et Y3 sont constitués de quatre termes, chacun provenant de l'excitation de l'un des états de particules. Nous pouvons donc écrire :

$$Y = \sum_{i=1}^{3} \frac{1}{2\sigma\sqrt{2}} \sum_{j=1}^{4} n^i_j \, f^i_j \, \sigma_{CD}{}^j \, \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp - \left(\frac{E_\gamma - E_j{}^i}{\sigma\sqrt{2}} \right)^2$$

L'indice i correspond à l'état du coeur du silicium 28 vers

Section efficace théorique de la réaction $^{28}Si\,(n,\gamma)^{29}Si$

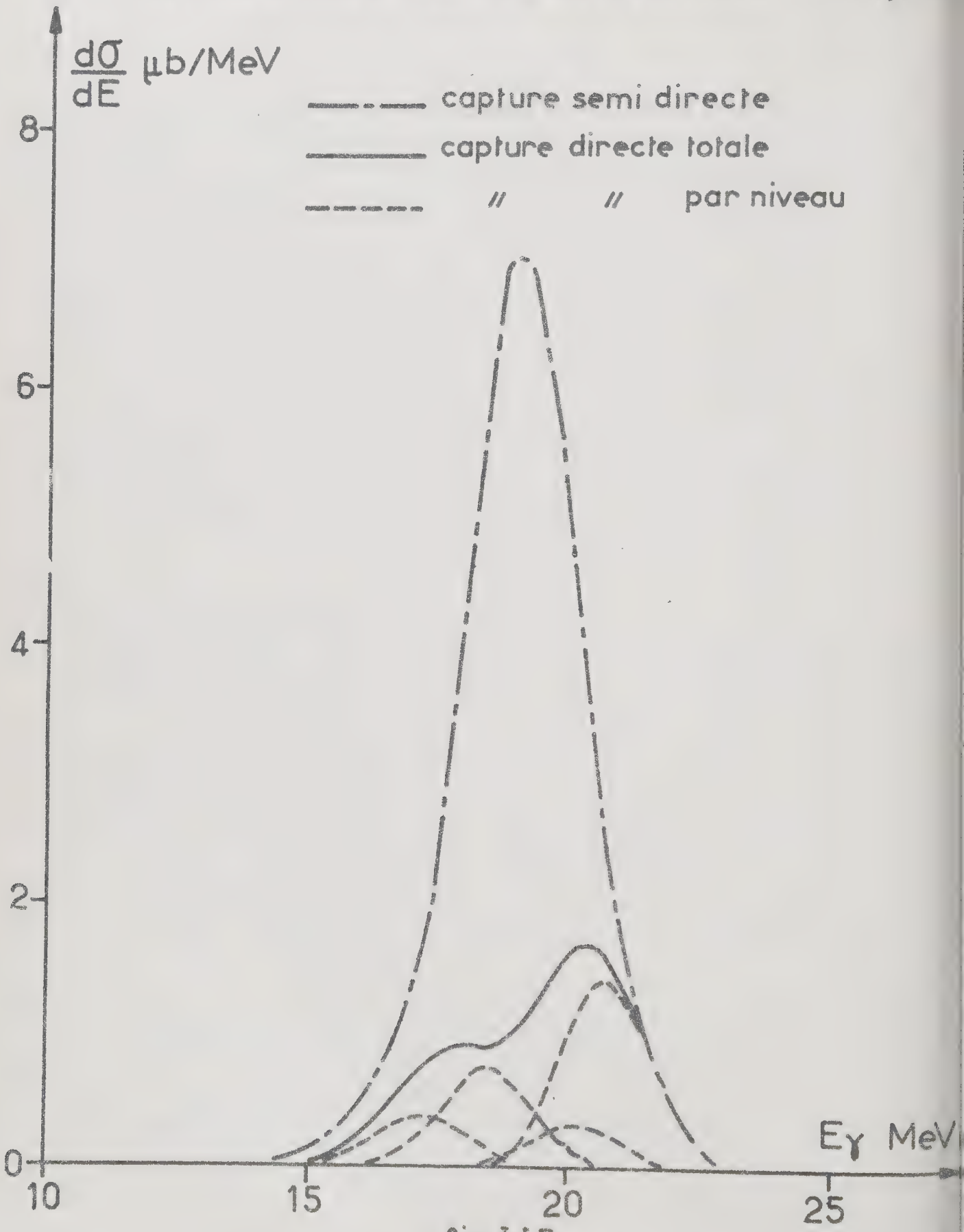


fig: V.5.

lequel se désintègre la résonance géante (i = 1 état fondamental, i = 2 état 2^+, i = 3 doublet 0^+ 4^+) .

L'indice j correspond à l'état des particules du silicium 29 dans lequel s'opère la capture du neutron les indices j = 1 ; 1, 2, 3, 4 étant utilisés respectivement pour les états d'énergie 1,273 MeV , 2,032 MeV, 3,623 MeV , 4,935 MeV.

f^i_j est le facteur $\left| 1 + \frac{\Delta E}{E_o + h\omega - E_D + \frac{i}{2}\Gamma_D} \right|$

$E^i_j = E_o + \hbar\omega$ est l'énergie disponible pour exciter la résonance géante.

σ_{CD} est la section efficace de capture directe dans l'état j

n^i_j est la fraction de la résonance géante qui excitée à partir de l'état de particule j se désintègre vers l'état du coeur i.

Nous avons rassemblé sur les tableaux ci-après les valeurs de E^i_j, n^i_j, f^i_j , $n^i_j \times f^i_j \times \sigma^j_{CD}$

ΔE est évalué d'après les résultats de S.A. FARRIS et J.M. EISENBERG (FA 66)

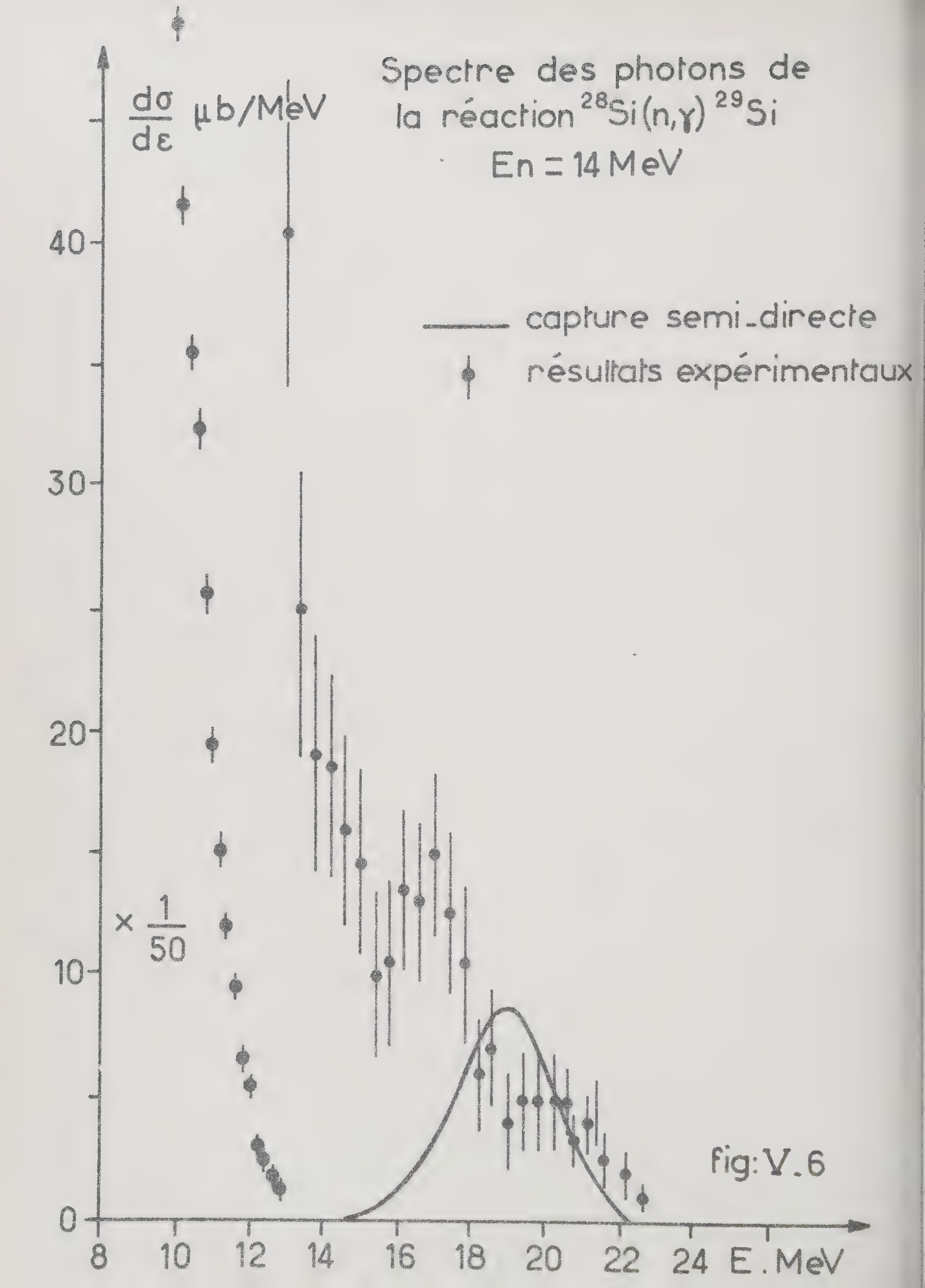

Spectre des photons de
la réaction $^{28}Si(n,\gamma)^{29}Si$
En = 14 MeV
$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ µb/MeV
capture semi-directe
résultats expérimentaux
$\times \frac{1}{50}$
40
30
20
10
0
8
10
12
14
16
18
20
22
24
E. MeV

fig: V.6

TABLEAU V - 2 n_j^i (M.V)

i \ j	1	2	3
1	20,72	18,94	15,94
2	19,97	18,19	15,19
3	18,38	16,60	13,60
4	17,07	15,29	12,29

TABLEAU V-4 f_j^i

j		1	2	3
1		7,4	5,57	0,38
2		10,3	3,11	0,21
3		3,69	0,73	0,91
4		1,12	0,23	0,10

TABLEAU V - 3 n_j^i d'après (SI (5)

i \ j	1	2	3
1	0,15	0,71	0,14
2	0,31	0,60	0,09
3	0,09	0,80	0,11
4	0,36	0,43	0,21

TABLEAU V-6 $n_j^i \times f_j^i \times$

i \ j		1	2	3
1		13,99	49,90	0,63
2		9,57	5,61	0,09
3		4,15	3,77	0,06
4		1,44	936	0,72

D'après le tableau V - 6, on s'aperçoit que c'est la transition Y_1^2 qui est la plus intense, on s'attend donc à observer un pic vers 19 MeV (cf tableau V - 2). Le résultat du calcul est donné sur la figure V - 5. Nous avons porté le spectre évalué à partir de la capture directe et le spectre évalué à partir de lacapture semi-directe ce dernier incluant la capture directe.

La section efficace intégrée ainsi calculée est : $\sigma_{CD} \simeq 26$ µb $\sigma_{CSD} \sim 87$ µb. Si on compare avec la section efficace intégrée de 15 MeV à 25 MeV du spectre expérimental de la figure V - 6 et qui vaut 300 ± 60 µb on constate un désaccord. L'analyse détaillée du spectre expérimental et du spectre théorique montre aussi que la capture semi-directe qui reproduit assez bien le spectre expérimental au dessus de 19 MeV n'explique pas le pic observé vers 17 MeV. Le spectre représenté sur la figure V - 6 est tout à fait similaire à celui qui a été obtenu par F. CVELBAR et al (CV 67). Il semblerait donc que le pic d'énergie voisine de 17 MeV résulte de l'excitation d'un état de particules d'énergie proche de 5 MeV distinct de l'état $\ell_n = 1$ d'énergie égale à 4,53 MeV.

Les résultats que nous avons obtenus pour les autres éléments sont représentés sur la figure V - 7 ; nous y avons porté les résultats obtenus par une méthode d'activation par J.L. PERKIN (PE 58) , H.O. MENLOVE (ME 67b), J. CSIKAI (CS 67), par une étude du spectre γ au moyen d'un spectromètre de paires par le groupe de LIUBLJANA M. NAJZNER (NA 65) , F. CVELBAR (NE 65) et (CV 67), ou avec un scintillateur par H. DINTER (DI 68) Nous y avons aussi indiqué une valeur obtenue récemment par J. TUDORIC-GHEMO (TU 67) pour la réaction $H(n,\gamma)D$.

Pour le béryllium 9 et le carbone 12, les sections efficaces intégrées de 15 à 25 MeV sont du même ordre de grandeur que pour l'hydrogène où naturellement c'est la capture directe qui intervient. Le mécanisme de capture semi-directe augmentera peu la section efficace de capture car la

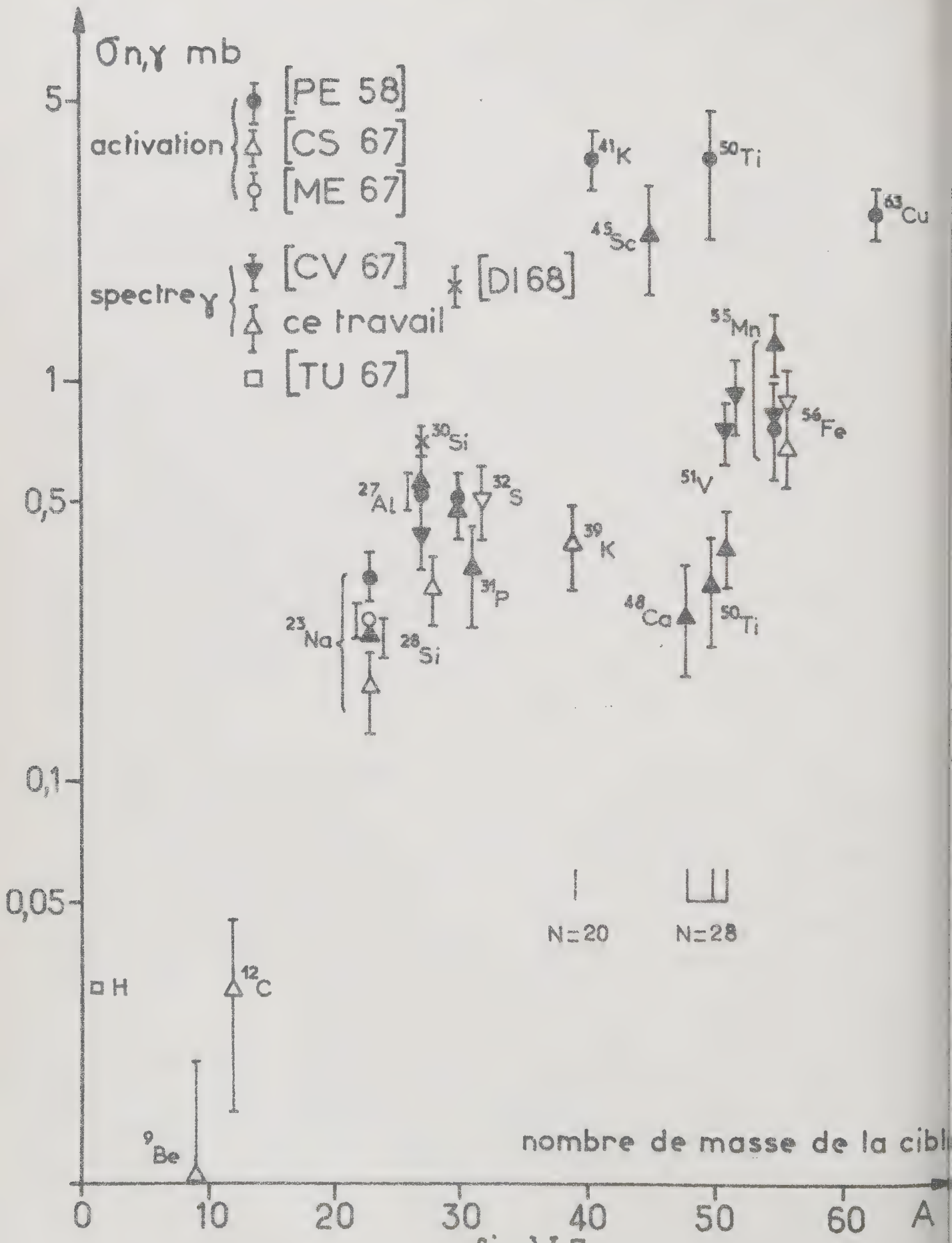

σn,γ mb
5
1
0,5
0,1
0,05
activation
[PE 58]
[CS 67]
[ME 67]
spectre γ
[CV 67]
ce travail
[TU 67]
[DI 68]
41K
45Sc
50Ti
63Cu
55Mn
56Fe
51V
30Si
27Al
32S
31P
23Na
28Si
39K
48Ca
50Ti
N=20
N=28
H
12C
9Be
nombre de masse de la cibl
0
10
20
30
40
50
60
A

fig: V-7.

résonance géante est ici plus élevée en énergie. Pour les autres noyaux sur lesquels nous avons procédé aux mesures de section efficace (n,γ) nous constatons que nos valeurs obtenues pour les énergies de gamma de 15 à 25 MeV, donnent des sections efficaces inférieures à celles que l'on a pu évaluer par une méthode d'activation où on ne peut naturellement discerner le type de capture qui intervient. Toutefois, l'écart entre $\int_{15\ MeV}^{25\ MeV} \sigma_{n\gamma}\, dE$ et $\sigma_{n\gamma}$ mesuré par une méthode d'activation semble diminuer quand A augmente et cet écart est pratiquement nul pour A = 55 (Mn)

LANE et LYNN (LA 59) ont montré que la section efficace de capture radiative résultant du mécanisme du noyau composé décroît très rapidement quand le nombre de masse augmente. Cette section efficace, bien que faible, n'est pas négligeable lorsque A est inférieur à 40, au-delà, elle devient vite infime. Nos résultats semblent confirmer ceci dans la mesure où pour A = 55, nous avons :

V - 21

$$\sigma_{n,\gamma} \sim \int_{15\ MeV}^{25\ MeV} \frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma}\, dE_\gamma$$

Il nous semble qu'il serait intéressant d'étendre la comparaison représentée par la relation V - 21. Si effectivement, les deux termes de cette relation sont très proches lorsque A augmente, nous aurons une preuve supplémentaire de l'intervention de mécanisme de capture semi-directe.

C O N C L U S I O N

Nous nous sommes proposés au début de notre étude d'évaluer la variation du mécanisme d'interaction directe et du mécanisme du noyau composé lors de l'interaction de neutrons rapides avec les noyaux légers. Nous avons fait porter notre effort principalement sur les réactions conduisant à l'émission de particules neutres : neutronset photons . Nous avons étudié plus particulièrement la diffusion élastique, la diffusion inélastique et la capture radiative des neutrons.

Nous avons utilisé une méthode basée sur l'emploi de techniques d'électronique nucléaire rapide. Nous avons mis au point un spectromètre de temps de vol dont la résolution en temps, semble avoir atteint la limite théorique.

Nous avons ensuite analysé la diffusion élastique des neutrons par le béryllium, l'aluminium et le silicium, le potassium et le calcium en comparant les résultats expérimentaux aux prédictions du modèle optique non-local, proposé par PEREY et BUCK. Un très bon accord est obtenu dans le cas des réactions $^{27}Al(n,n)^{27}Al$ et $^{28}Si(n,n)^{28}Si$. Par contre, dans le cas de la réaction $^{9}Be(n,n)^{9}Be$ il faut pour améliorer l'accord avec les résultats expérimentaux, faire intervenir la contribution d'un terme isotrope dont l'origine est liée soit à la désintégration du noyau composé, soit à la formation d'un état "doorway". Pour les réactions $^{39}K(n,n)^{39}K$ et $^{40}Ca(n,n)^{40}Ca$ l'accord n'est pas très satisfaisant. Nous confirmons ici des études de diffusion élastique faites par d'autres auteurs avec différentes particules incidentes. Il semble que pour ces noyaux, on ne puisse employer le modèle optique sans tenir compte de leur structure. L'introduction des déformations dans un calcul analogue à celui qui a été proposé par TARO TAMURA pourrait peut-être améliorer l'accord.

En ce qui concerne la diffusion inélastique, nous avons réalisé deux sortes d'expériences. Nous avons mesuré les distributions angulaires

de neutrons pour les réactions $^{9}Be(n,n')^{9}Be$ (Q = - 2,43 MeV) et $^{12}C(n,n')^{12}C$ (Q = - 4,43 MeV) et nous les avons comparées aux théories d'interaction directe basée soit sur la méthode D.W.B.A soit sur la méthode dite "coupled channel approximation" proposée par TARO TAMURA. Un accord satisfaisant est obtenu. Nous avons aussi détecté les photons de désexcitation des niveaux atteints dans la diffusion inélastique. Nous avons montré qu'en plus d'un spectre de raies, on observe un spectre γ quasi-continu dont l'origine est liée à notre avis à la formation du noyau composé. Nous avons évalué la variation de la section efficace de formation du noyau composé par la comparaison entre les sections efficaces $\sigma_{n,n'}$ et $\sigma_{n,n'\gamma}$ pour ^{24}Mg, ^{28}Si ou encore en mesurant la surface de ce spectre γ quasi-continu. Cette section efficace varie dans les couches 1d - 2s : nulle au début de la couche 1 d $\frac{5}{2}$ elle passe par un maximum pour A $\sim$ 28 et décroît vers la fin de la couche 1 d $\frac{3}{2}$. Une telle variation reproduit assez bien les effets de couches observées par A. CHATTERJEE dans les réactions (n,p) , (n,α).

Nous avons enfin étudié la capture radiative dont l'intérêt est accru par l'intervention d'un mécanisme de capture semi-directe. Nous avons mesuré les spectres γ issus de la capture radiative et ayant une énergie comprise entre 15 et 25 MeV environ. Nous avons évalué la quantité

$$\int_{15\ MeV}^{25\ MeV} \frac{d\sigma}{dE_\gamma}\, dE_\gamma$$

et nous l'avons comparée à la section efficace $\sigma_{n,\gamma}$ mesurée par d'autres auteurs avec un méthode d'activation. Nous avons montré que pour ^{9}Be , ^{12}C , la section efficace de capture radiative est très faible et de l'ordre de grandeur de ce que l'on peut evaluer par la capture directe. Pour ^{23}Na , ^{28}Si et ^{39}K , la quantité

$$\int_{15\ MeV}^{25\ MeV} \frac{d\sigma}{dE_\gamma}\, dE_\gamma$$

est inférieure à $\sigma_{n\gamma}$ mesurée par activation alors

que pour ^{55}Mn ces deux quantités sont pratiquement égales. Cela veut donc dire que lorsque A augmente la section efficace de capture radiative avec formation du noyau composé qui produit très peu de photons d'énergie élevée, devient de moins en moins probable, et c'est un mécanisme de capture semi-directe qui intervient.

B I B L I O G R A P H I E

AL 68 J.C. ALDER, B. VAUCHER, C. JOSEPH,
Rapport non publié (9 - 9 - 68)

AN 58a J.D. ANDERSON , G.C. GARDNER, M.P. NAKADA, C. WONG
Phys. Rev. 110 (1958) 160

AN 58b J.D. ANDERSON, G.C. GARDNER, J.W. Mc LURE, M.P. NAKADA, C. WONG
Phys. Rev. 111 (1958) 572

AN 64 H.A. ANTOSIEWICZ Handbook of math. Functions (ed. by M. ABRAMOWITZ and A. STEGUN) Nat. Bur. Stand 1964 N.Y.

AR 64 A.H. ARMSTRONG, J. GAMMEL, L. ROSEN, G.M. FRYE
Nucl. Phys. 52 (1964) 505

AR 67 A.P. ARYA Bull. AM. Soc. 12 (1967) 124

AU 62 E.H. AUERBACH Report B.N.L. 6562 (1962)

AU 67 B. AUDEBERT, J. MEYER, E. EL BAZ, J. LAFOUCRIERE
J. de Phys. 28 (1967) 868

BA 66 W.H. BASSICHIS, A. DAR Ann. Phy. 36 (1966) 130

BA 63a R.W. BAUER, J.D. ANDERSON, L.J.CHRISTENSEN
Nucl. Phys. 47 (1963) 241

BA 63b R.W. BAUER, J.D. ANDERSON, L.J. CHRISTENSEN
Nucl. Phys. 48 (1963) 152

BE 35 H.A. BETHE Phys. Rev. 47 (1935) 747

BE 58 S. BERKO, W.D. WHITEHEAD, B.C. GROSECLOSE
Nucl. Phys. 6 (1958) 210

BE 63 D.B. BEARD, A.Mc LELLAN Phys. Rev. 131 (1963) 2664

BE 66a B.A. BENETSKII Proc. of the P.N. LEBEDEV Phys. Inst. (ed. by D.V. SKOBELTSYN) 33 (1966) 99 et Cong. Int. Phys. Nucl. Paris (1964)

BE 66b I. BERGQUIST, B. LUNDBERG, L. NILLSON, N. STARFELT
Nucl. Phys. 80 (1966) 198

BE 67 J.A. BECKER, R.E.Mc DONALD, L.F. CHASE
Phys. Rev. 157 (1967) 963

BJ 57 F. BJORKLUND, S. FERNBACH Report UCRL 4926 - T 1957

BL 65 F.J. BLOORE, S. BRENNER Nucl. Phys. 69 (1965) 320

BO 60 H. BOURAOUI Thèse 3ème Cycle Univ. Bordeaux 1960

BO 65a G.C. BONNAZOLA, E. CHIAVASSA, T. BRESSANI
Phys. Rev. 140 (1965) B 835

BO 65b G.C. BONNAZOLA, E. CHIAVASSA Nucl. Phys. 68 (1965) 369

BO 66 G.C. BONNAZOLA, E. CHIAVASSA, T. BRESSANI
Nucl. Phys. 86 (1966) 378

BR 58 A. BRATENAHL, J.M. PETERSON, J.P. STOERING
Phys. Rev. 110 (1958) 927

BR 59a G. BRUHAT, Cours de Phys. Géné. : Optique (5ème édit. complétée par A. KASTLER) 1959 Masson et Cie

BR 59b G.E. BROWN ReV. Mod. Phys. 31 (1959) 893

BR 64a G.E. BROWN Unified Theory of Nuclear Models chap. IX 1964 North Holland Pub. Co

BR 64b G.E. BROWN Nucl. Phys. 57 (1964) 339

BR 67 M. BRUNEAU Thèse de 3ème Cycle Univ. Bordeaux 1967

BU 63 M. BURET Thèse de 3ème Cycle Univ. Bordeaux 1963

BU 66 J.L. BUTLER, D.C. SANTRY Phys. Rev. 152 (1966) 1034

BU 68 A. BUDZANOWSKI Nucl. Phys. A 106 (1958) 21

CA 68 R.L. CASSOLA, R.D. KOSHEL Nuovo Cemento 53b (1968) 363

CH 64 A. CHATTERJEE Nucl. Phys. 60 (1964) 273

CH 66 A. CHATTERJEE Phys. Rev. 134 (1966) B 374

CL 64 R.L. CLARKE, W.G. CROSS Nucl. Phys. 53 (1964) 177

CL 65 C.F. CLEMENT, A.M. LANE, J.R. ROOK Nucl. Phys. 66 (1965) 293

CL 67 R.L. CLARKE, W.G. CROSS Nucl. Phys. A 95 (1967) 320

CO 53 J.P. CONNER Phys. Rev. 89 (1953) 712

CO 58 J.H. COON, R.W. DAVIS, H.E. FELTHAUSER, D.B. NICODEMUS
Phys. Rev. 111 (1958) 250

CO 65 M. CONJEAUD, B. FERNANDEZ, S. HARAR, J. PICARD, G. SOUCHERE
Nucl. Phys. 62 (1965) 225

CO 67 G. CORLEO, G. PAPPALARDO, A. RUBRINO
Nuevo Cemento 52B (1967) 248

CS 67a J. CSIKAI, G. PETO, Z. MILLIGY, N.A. EISSA
Nucl. Phys. A 95 (1967) 229

CS 67b J. CSIKAI, G. PETO Act. Phys. Ac. Sci. Huring. 23 (1967) 87

CV 66 F. CVELBAR, A. HUDOKLIN, M.V. MIHAILOVIC, M. NAJZER, V. RAMSAK
Nucl. Inst. Meth. 44 (1966) 292

CV 67 F. CVELBAR, A. HUDOKLIN, M.V. MIHAILOVIC
Report NIJS R 505 (1967)

CV 68 F. CVELBAR, A. HUDOKLIN, M.V. MIHAILOVIC, M. NAJZER, V. RAMSAK
(à paraître)

DA 64 A. DAR Nucl. Phys. 55 (1964) 305

DA 66 R. DARVES - BLANC Thèse 3ème Cycle Grenoble 1966

DI 68 H. DINTER Nucl. Phys. A 111 (1958) 360

DO 62 D.J. DONAHUE Phys. Rev. 128 (1962) 1231

EL 56 J.O. ELIOTT Phys. Rev. 101 (1956) 684

EN 59 P.M. ENDT, M. DEMEUR Nuclear Reactions 1959 Vol. I
North Holland Pub. Co

EN 67 P.M. ENDT, C. VAN DER LEUN Nucl. Phys. A 105 (1967) 1

FA 66 S.A. FARRIS, J.M. EISENBERG Nucl. Phys. 88 (1966) 241

FE 54 H. FESHBACH, C.E. PORTER, V.F. WEISSKOPF
Phys. Rev. 96 (1954) 448

FE 58 FESHBACH. Ann. Rev. Nucl. Sci. 8 (1958) 49

FR 55 G.M. FRYE, L. ROSEN Phys. Rev. 99 (1955) 1375

FR 66a W.E. FRAHN Nucl. Phys. 75 (1966) 577

FR 66b A.J. FRASCA, R.W. FINLAY, R.D. KOSHEL, R.L. CASSOLA
Phys. Rev. 144 (1966) 854 et Communication privée de R.W. FINLAY

GI 67 V. GILLET, E.A. SANDERSON Nucl. Phys. A 91 (1967) 292

GL 59 N.K. GLENDENNING Phys. Rev. 114 (1959) 1297

GL 64 P.W. GLAUDEMANS, G. WIECHERS, P.J. BRUSSAARD
Nucl. Phys. 56 (1964) 529 et Nucl. Phys. 56(1964) 548

GL 66 N.K. GLENDENNING, M. VENERONI Phys. Rev. 144 (1966) 839

GO 62 M.D. GOLBERG, V.M. MAY, J.R. STEIN Report B.N.L. 400 (1962)

GO 66 P. GOLDHAMMER, L.W. SEAGONDOLLAR
Proc. Int. Symp. on Structure of low medium mass nucle
(North Caroline State Univ. 1966)

GR 59 A.E.S. GREEN Proc. Int. Conf. on Nucl. Opt. Model
Florida State Univ. 1959

GR 61 G.A. GRIN, C. JOSEPH, J.C. ALDER, B. VAUCHER,
Helv. Phys. Acta 34 (1961) 490

GR 65 G.A. GRIN, C. JOSEPH, J.C. ALDER, B. VACHER
Helv. Phys. Acta 38 (1965) 666

GR 66 G.W. GREENLESS, G.J. PYLE, Y.D. TANG
Phys. Rev. Let. 17 (1966) 33

GR 67 G.A. GRIN, C. JOSEPH, C.Y. WONG, T. TAMURA
Phys. Let. 25 b (1967) 387

GU 64 P. GUGGENBERGER Proc. of Int. Cong. on Nucl. Phys. P
1964 (Dunod)

HA 63 E. HAYWARD Rev. Mod Phys. 35 (1963) 324

HA 68 O. HAUSSER, A. RICHTER, W. VON WITSCH, W.J. THOMPSON
Nucl. Phys. A 103 (1968) 329

HE 64a E. M. HENLEY, D.U.L. YU Phys. Rev. 135 (1964) B 1152

HE 64 b R.L. HEATH Report I.D.O. 16880 (1964)

HO 63 P.E. HODGSON The Optical Model of Elastic Scattering
(Clarendon Press 1963)

HO 67 A. HOSSAIN Nuclear Structure (North Holland Pub. Co.

HU 58 D.J. HUGHES, R.B. SCHWARTZ Report B.N.L. 325 (1958)

IR 64 J.L. IRIGARAY Thèse de 3ème Cycle Univ. Bordeaux 1964

IR 66 J.L. IRIGARAY, J. ROTURIER, G.Y. PETIT
Nucl. Inst. Meth. 40 (1966) 221

JE 66 P. JENSSEN, M. BORMAN, F. DREYER, H. NEVERT
Nucl. Data Section A 1(1966) 103

JO 63 P.B. JONES The Optical Model in Nuclear and Particle
(Interscience Pub. 1963)

JO 67 C. JOSEPH, C.A. GRIN, J.C. ALDER, B. VAUCHER
Helv. Phys. Acta 40 (1967) 693

KA 65 E. KANKELEIT, F. BOEHM Phys. Rev. Let. 14 (1965) 312

KO 65 J. KOKAME, K. FUKUNAGA J. Phys. Soc. Japan 20 (1965)

KU 60 P.D. KUNZ Ann. Phys. 11 (1960) 275

LA 59 A.M. LANE, J.E. LYNN Nucl. Phys. 11 (1959) 646

LA 66 T. LAURITSEN, F. AJZENBERG-SELOVE Nucl. Phys. 78 (1966) 1

LE 57 C.A. LEVINSON, M.K. BANERJEE Ann. Physics : 2(1957) 471 ; 2 (1957) 499 ; 3 (1958) 67

LE 68 B. LEROUX Thèse Univ. Bordeaux 1968

LU 63 H.F. LUTZ, J.B. MASON, M.D. KARVELIS Nucl. Phys. 47 (1963) 521

MA 60a J.B. MARION 1960 Nuclear, Data Tables Pars A/B 19 (1965) 447

MA 63 J.B. MARION, J.L. FOWLER Fast neutron Physics Vol. II (1963) John Wiley and Sons

MA 65a P.W. MARTIN, D.T. STEWART, J. MARTIN Nucl. Phys. 61 (1965) 524

MA 65b P.W. MARTIN, D.T. STEWART Jal. Nucl.Energie Part. A/B 19(1965) 447

MA 66a S.C. MATHUR, P.S. BUCHANAN, J.L. MORGAN Communication Privée

MA 66b C. MAPLES, G.W. GOTH, J. CERNY Nuclear Data Section A 2 (1966)429

MC 60 H.M. Mac FARLANE, J.B. FRENCH Rev. Mod. Phys. 32 (1960) 567

MC 64 W. J. Mc DONALD, J.M. ROBSON Nucl. Phys. 59 (1964) 321

MC 66 W.J. Mac DONALD, J.M. ROBSON, R. MALCOLM Nucl. Phys. 75 (1966) 353

ME 65 F. MERCHEZ, NGUYEN VAN SEN, V. REGIS, R. BOUCHEZ C.R. Acad. Sci. 260 (1965) 3922

ME 66 H. MELDNER Zeitschrift für fysik 189 (1966) 10

ME 67a J. MEYER Thèse 3ème Cycle Lyon 1967

ME 67b H.O. MENLOVE, K.L. COOP, H.A. GRENCH Phys. Rev. 163 (1967) 1299

MI 52 D.W. MILLER, R.K. ADAIR, C.K. BOCKELMAN, S.E. DARDEN Phys. Rev. 88 (1952) 83

MI 68 D. MILJANIC, G. PAIC, B. ANTOLKOVIC, P. TOMAS Nucl. Phys. A 106 (1968) 401

MO 58 G.MONSONEGO Thèse de 3ème Cycle Bordeaux 1958

NA 57 H. NAUTA Thesis Amsterdam University (1957) et Nucl. Phys. 2 (1956 - 1957) 124

NA 58 M.P. NAKADA, J.D. ANDERSON, C.C. GARDNER, C. WONG Phys. Rev. 110 (1958) 1439

NA 65 M. NAJZER NIJS Report P 172 (1965)

NE 56 T.D. NEWTON Can. J. Phys. 34 (1956) 804

NE 65 N. NEVES de MEVGNIES, P. VAN ASSCHE, J. VERVIER Proc. Int. Conf. On Nucl. Struc. With Neutrons Anterpen 1965 (North Holland Pub. Co.)

NG 63 NGUYEN NGOC HOAN, M. HORS, J. PEREZ Y JORBA Nucl. Phys. 42 (1963) 62

NG 64 NGUYEN VAN SEN Thèse 3ème Cycle Grenoble 1964

PA 64 J.B. PARKER, J.H. TOWLE, J.D. SAMS, P.G. JONES Nucl. Ins. Meth. 14 (1961) 1

PA 67 A. PASQUARELLI Nucl. Phys. 93 (1967) 218

PE 58 J.L. PERKIN, L.P. D. CONNOR, R.F. COLEMAN Proc. Phys. Soc. London A 72 (1958) 505

PE 60 F.G. PEREY Thèse Montréal 1960

PE 62 F.G. PEREY, B. BUCK, Nucl. Phys. 32 (1962) 353

PE 63a C.M. PEREY, F.G.PEREY Phys. Rev. 132 (1963) 755

PE 63b P. PERRIN Thèse Doct. Ing. Grenoble 1963

PE 64 F.G. PEREY, D.S. SAXON Phys. Let. 10 (1964) 107

PE 67 S. PEARLSTEIN Nucl. Data Section A 3(1967) 327

PI 61 W.T. PINKSTON, G.R. SATCHER Nucl. Phys. 27 (1961) 270

PH 63 PHAM KHAC HAM Thèse 3ème Cycle Bordeaux 1963

PL 40 G. PLACZEK, H.A. BETHE Phys. Rev. 57 (1940) 1057 A

RA 67 K.F. RATCLIFF, N. AUSTERN Ann. Phys. 42 (1967) 185

RE 61 J. RETHMEIER Thesis Amsterdam University 1961

RH 55 W.J. RHEIN Phys. Rev. 98 (1955) 1300

RO 62 J. ROTURIER Thèse 3ème Cycle Bordeaux 1962

RO 64a J. ROTURIER, G.Y. PETIT Onde Electrique 44(1964) 595

RO 64b. B. BASSE-CATHALINAT, G.Y. PETIT
Cong. Int. Phys. Nucl. Paris 1964 (Dunod)

RO 65 J. ROTURIER, B. BASSE-CATHALINAT, G.Y. PETIT
C.R. Acad. Sci. 260 (1965) 4491

RO 66 J. ROTURIER, J.L. IRIGARAY, G.Y. PETIT
Journal de Physique C 1 (1966) 139

RY 60 B.V. RYBAKOV, V.A. SIDOROV Fast Neutron Spectroscopy
(Translated from Russian) Consultant Bureau Inc. New-York

SA 59 C. SAINT-PIERRE, M.K. MACHWE, P. LORRAIN
Phys. Rev. 115 (1959) 999 et Communication Privée de
C. SAINT-PIERRE

SA 67 G.R. SATCHLER Nucl. Phys. A 95 (1967) 1

SC 57 R.G. SCHRANDT, J.R. BEYSTER, M. WALT, E.W. SALMI
Report LA 2099 (1957)

SC 60 C.D. SCHWARTZ, G.E. OWEN Fast Neutron Physics edited by
J.B. Marion et J.L. Fowler part. 1963 (John Wiley and Sons)

SC 66 R.M. SCHECTMAN, J.D. ANDERSON Nucl. Phys. 77 (1966) 241

SE 58 J.D. SEAGRAVE, E.R. GRAVES, S.J. HIPWOOD, C.J. Mc DOLE
Report Lams 2162 (1958)

SI 65 P.P. SINGH, R.E. SEGEL, L. MEYER - SCHVIZMZISTER, S. S. HANNA,
R.G. ALIAS Nucl. Phys. 65 (1965) 577

SM 54 J.R. SMITH Phys. Rev. 95 (1954) 730

SO 65 S. SONNAERT, M. LAGARDERE Communication Privée

ST 62 V.I. STRIZHAK Sov. Phys. JETP 14 (1962) 225

ST 64 N. STARFELT Nucl Phys. 53 (1964) 397

ST 65a P.H. STELSON, L. GRODZINS Nuclear Data Section A 1 (1965) 21

ST 65b P.H. STELSON, R.L. ROBINSON, H.J. KIM, J. RAPPAPORT,
G.R. SATCHLER Nucl. Phys. 68 (1965) 97

SZ 63 I. SZABO Thèse Docteur Ingénieur Grenoble 1963

TA 65 T. TAMURA Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679

TE 62 K. TESCH Nucl. Phys. 37 (1962) 412

TU 67 J. TUDORIC - GHEMO Nucl. Phys. A 92 (1967) 233

YU 58 R. YUASA J. Phys. Soc. Jap. 13 (1958) 1248

WA 39 J. WAKATUKI, S. KIKUKI
Proc. Phys. Mat. Soc. Japan 21 (1939) 656

WE 37 V.F. WEISSKOPF Phys. Rev. 52 (1937) 295

WE 57 V.F. WEISSKOPF Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 174

WI 64 D. WILMORE, P.E. HODGSON 55 (1964) 673

WO 54 R.D. WOODS, D.S. AXON Phys. ReV. 95 (1954) 577

WO 62 C. WONG, J.D. ANDERSON, J.W. Mc LURE
Nucl. Phys. 33 (1962) 680

ZA 63 M.R. ZAFZICK, D.R. MAXON Phys. Rev. 129 (1963) 1728

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - RAPPELS DE RESULTATS ANTERIEURS	5
A - MECANISMES DE REACTION	5
1°) conception initiale : noyau composé et interaction directe	5
2°) modèle de WEISSKOPF : les trois étapes d'une réaction nucléaire	7
3°) intérêt des neutrons pour cette étude	8
B - DIFFUSION ELASTIQUE	9
C - CAPTURE RADIATIVE	16
CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE	20
A - DETECTION DES NEUTRONS	20
1°) méthode de temps de vol par faisceau pulsé	21
2°) méthode de temps de vol à l'aide de la particule associée	24
3°) mesures de temps de vol. Description du C.T.A.	25
4°) temps de résolution du C.T.A.	29
5°) efficacité	35
B - DETECTION DES PHOTONS	40
1°) efficacité	40
2°) méthode de temps de vol	43
C - ERREURS	47
D - MESURE DU BRUIT DE FOND	50
CHAPITRE III - DIFFUSION ELASTIQUE	51
A - MODELE DE DIFFRACTION -FORMALISME DE DAR	51
1°) théorie	51
2°) résultats expérimentaux	55
- rayon de diffraction	
- coefficient de normalisation	
- distributions angulaires : diffraction et reflexion	

B - MODELE OPTIQUE 62

1°) Théories 62
a) généralités 62
b) modèle optique non-local 64
c) modèle optique microscopique 68

2°) Résultats expérimentaux 70

a) $^{9}Be(n,n)^{9}Be$ Q = 0 70

b) $^{27}Al(n,n)^{27}Al$ et $^{28}Si(n,n)^{28}Si$ Q = 0 76

c) $^{39}K(n,n)^{39}K$ et $^{40}Ca(n,n)^{40}Ca$ Q = 0 81

3°) Conclusion 84

APPENDICE : RESULTATS NUMERIQUES Tableaux III - 1 à III - 7 85

CHAPITRE IV - DIFFUSION INELASTIQUE ET REACTIONS NUCLEAIRES A(n,x)B 98

A - INTRODUCTION 98

B - ANALYSE THEORIQUE DES REACTIONS 103

1°) Noyau composé : modèle statistique 103
2°) interaction directe 107
a) méthode D.W.B.A. 107
b) méthode des équations couplées 111

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX 117

1°) Mesures des sections efficaces de diffusion inélastique des neutrons (détection des neutrons) 121
2°) mesures des sections efficaces de diffusion inélastique détection des photons) 129

3°) comparaison entre $\sigma_{nn'}$ et $\sigma_{nn'\gamma}$ pour ^{24}Mg, ^{28}Si 159

4°) évaluation de la section efficace de formation de noyau composé d'après le nombre de photons contenus dans le spectre γ quasi-continu, pour les noyaux des couches $1d\frac{5}{2}$, $2s\frac{1}{2}$ et $1d\frac{3}{2}$ 166

5°) Comparaison avec d'autres réactions nucléaires

CHAPITRE V - CAPTURE RADIATIVE DES NEUTRONS 172

A - ESTIMATION DE $\sigma_{n,\gamma}$ D'APRES LA REACTION INVERSE. INTRODUCTION DES MODELES THEORIQUES 172

B - EVALUATION DE $\sigma_{n,\gamma}$ PAR DIFFERENTES METHODES THEORIQUES 179

1°) Noyau composé 179
2°) Capture directe 186
3°) Capture semi-directe 192

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX 196

1°) Spectre γ dans la réaction $^{28}Si(r,\gamma)^{29}Si$
2°) section efficace (n,γ) pour :
^{9}Be , ^{12}C , ^{23}Na , ^{28}Si, ^{39}K
3°) comparaison avec les autres résultats expérimentaux. discussion des mécanismes

CONCLUSION 205

BIBLIOGRAPHIE 208

D E U X I E M E T H E S E

Propositions données par la Faculté

"LES SEMI-CONDUCTEURS INTERMETALLIQUES A III - B V"

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

R. CALAS

Vu et accordé le permis d'imprimer

Bordeaux, le

Le Recteur de l'Université de Bordeaux :

J. BABIN